DIGITALE BILDVERARBEITUNG VON SPECKLE-INTERFEROGRAMMEN DURCH KORRELATIONSMETHODEN: ANWENDUNGEN IN ATMOSPHÄRISCHER OPTIK, ASTRONOMIE UND BIOLOGIE

von

Johannes Ebersberger

aus Nürnberg

Uni Erlangen

1986 m 250

DIGITALE BILDVERARBEITUNG VON SPECKLE-INTERFEROGRAMMEN DURCH KORRELATIONSMETHODEN: ANWENDUNGEN IN ATMOSPHÄRISCHER OPTIK, ASTRONOMIE UND BIOLOGIE

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Johannes Ebersberger
aus Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 28. April 1986

Vorsitzender der Promotionskommission : Prof. Dr. K. Brodersen

Erstberichterstatter : Prof. Dr. G. Weigelt

Zweitberichterstatter : Prof. Dr. T. Herczeg

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung 2

Einleitung: Eigenschaften und statistische Auswertung von Speckle-Interferogrammen 5

1. Messung statistisch-optischer Parameter von Speckle-Interferogrammen, die durch die Erdatmosphäre verursacht werden 16

1.1. Qualitative Beschreibung der optischen Abbildung durch die (turbulente) Erdatmosphäre 16
1.2. Messungen der Speckle-Lebenszeit von astronomischen Speckle-Interferogrammen 23
1.2.1. Motivation und Überblick 23
1.2.2. Datenverarbeitung 25
1.2.3. Ergebnisse 28
1.3. Messungen der Isoplanasie von astronomischen Speckle-Interferogrammen 31
1.3.1. Motivation und Überblick 31
1.3.2. Datenverarbeitung 32
1.3.3. Ergebnisse 33

2. Hochaufgelöste Messung astronomischer Objekte mit der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie 35

2.1. Systemtheoretische Beschreibung der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie 35
2.2. Anwendung auf spektroskopische und Hyaden-Doppelsterne 39
2.2.1. Motivation 39
2.2.2. Meßergebnisse 41
2.3. Anwendung auf Eta Carinae 46
2.3.1. Kurze Beschreibung und Vorgeschichte von Eta Carinae . 46
2.3.2. Eigene Meßergebnisse 48

3. Gleichzeitige Messung der Beweglichkeit von vielen Kleinlebewesen in einem großen Volumen 57

3.1. Motivation und Überblick 57
3.2. Optischer Aufbau und Herstellung der Speckle-Rohdaten 58
3.3. Datenverarbeitung und Ergebnisse 60

Anhang:

1. Messung der Übertragungsfunktion der Speckle-Holografie .. 62
2. Bestimmung der Autokorrelation des Langzeitmittels von Speckle-Interferogrammen 65

Veröffentlichungen 68
Literatur 69
Tabellarischer Lebenslauf 73

Zusammenfassung:

In vielen Gebieten der naturwissenschaftlichen Forschung spielen in den letzten Jahren sog. Speckle-Interferogramme eine wichtige Rolle, etwa in der Astronomie, in der adaptiven Optik oder in der optischen Metrologie (z.B. bei der industriellen Fertigungskontrolle, der Biologie oder der Medizin). Auch aus der Ultraschall- und Radarmesstechnik sind speckle-äquivalente Effekte bekannt. Speckle-Interferogramme treten immer dann auf, wenn kohärente Wellenfelder durch inhomogene Medien statistische Wellenfrontdeformationen erleiden. Solche Speckle-Interferogramme (von engl. speckle = Fleckchen) werden meist im Fernfeld beobachtet und bestehen aus einer Vielzahl statistisch verteilter Interferenzmaxima und -minima (siehe Abb. 1).

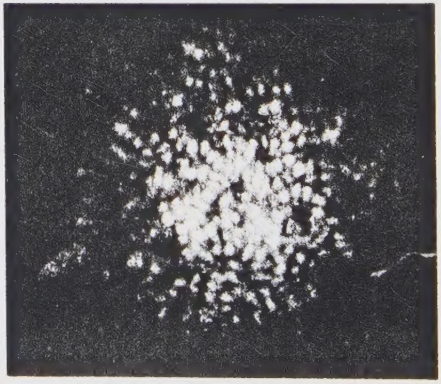


Abb. 1: Beispiel eines Speckle-Interferogramms, wie es bei der Abbildung eines Sterns als Bildstörung durch die atmosphärische Turbulenz entsteht (hier eine Sternabbildung im Fokus des 3.6m-Teleskops an der Europäischen Südsternwarte ESO, La Silla, Chile).

In manchen Gebieten stellten sich die Speckles als absolut störend heraus, z.B. bei der Holografie oder bei der kohärenten Abbildung. Mit der Zeit erkannte man aber auch, daß sich Speckle-Interferogramme auch als besonders gute und nützliche Informationsträger erweisen können, wie etwa in der optischen Metrologie, z.B. zur berührungslosen und zerstörungsfreien Messung von Verschiebungen, Verkippungen, Deformationen, Vibrationen, Oberflächenrauhigkeiten, Geschwindigkeiten oder bei astronomischen

Großteleskopen zur Beseitigung der drastischen Bildverschlechterung durch die Turbulenzen in der Erdatmosphäre. Bei Anwendung von Speckle-Methoden erhält man mit den größten heute verfügbaren Teleskopen eine etwa fünfzigmal höhere Auflösung als mit konventionellen Langzeitaufnahmen.

In dieser Arbeit wurden statistisch-optische Eigenschaften von Speckle-Interferogrammen untersucht und bei Meßmethoden in drei Bereichen genutzt: (1) in der atmosphärischen Optik zur Bestimmung verschiedener Parameter von astronomischen Speckle-Interferogrammen, (2) in der Astronomie zur Beseitigung der atmosphärischen Bildstörungen mit der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie /1/ und (3) in der Biologie zu Bewegungsmessungen an Kleinlebewesen. Dazu wurden verschiedene Korrelationmethoden eingesetzt und mit Hilfe digitaler Bildverarbeitung realisiert.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden atmosphärisch-optische Messungen mit astronomischen Speckle-Interferogrammen beschrieben. Folgende Parameter wurden dabei gemessen:
(1) die Speckle-Lebenszeit (sie bestimmt die maximal mögliche Belichtungszeit bei der Aufnahme von Speckle-Interferogrammen),
(2) der Grad der Isoplanasie und die damit zusammenhängende Speckle-Holografie-Übertragungsfunktion (sie bestimmen das maximal nutzbare Bildfeld bei der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie).

Diese Parameter variieren abhängig von atmosphärischen Gegebenheiten (Windgeschwindigkeit und Verteilung der Turbulenzschichten) und sind deshalb wichtig bei der Optimierung von astronomischen Speckle-Methoden /1,5,45-53/, beim "site testing" für zukünftige bzw. auch für bestehende astronomische Observatorien /V5/ und bei der adaptiven Optik /54/ (=computergesteuert deformierbare Spiegel). Dazu wurden an der Europäischen Südsternwarte ESO, La Silla, Chile in vielen verschiedenen Nächten Zeitserien von Speckle-Interferogrammen auf 16mm-Film aufgenommen und einer digitalen Orts-Zeit- bzw. einer reinen Orts-Kreuzkorrelationsanalyse unterzogen, um Speckle-Lebenszeit, bzw. Grad der Isoplanasie quantitativ zu bestimmen. Dabei wurde die volle zwei-

dimensionale Information der Speckle-Interferogramme digital verarbeitet.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit werden Messungen an astronomischen Objekten mit der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie beschrieben (= Autokorrelationsanalyse der Speckle-Struktur von kurzbelichteten Sternaufnahmen). Mit der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie wird die unvermeidbare Bildverschlechterung durch die turbulente Erdatmosphäre ausgeschaltet. Die Speckle-Rohdaten für dieses Projekt wurden in den Jahren 1978-1985 an der Europäischen Südsternwarte ESO aufgenommen. Eines der ausgewerteten Objekte war Eta Carinae, ein besonders rätselhaftes und deswegen umstrittenes Objekt am südlichen Sternhimmel. Eta Carinae konnte dabei erstmals in vier einzelne Sterne aufgelöst werden /V9/. Bisherige Messungen deuteten auf ein extrem massives Einzelobjekt hin. Weiterhin wurden 39 hochaufgelöste Speckle-Messungen an 18 spektroskopischen, 9 Hyaden und 7 sonstigen Doppelsternen durchgeführt /V6,V7,V10/. Die Anwendung von Speckle-Interferometrie auf spektroskopische Doppelsterne erlaubt die Bestimmung neuer bzw. verbesserter Massen der Sterne (über das 3. Kepler'sche Gesetz). Davon kann in Zukunft eine wesentliche Verbesserung der in der Astrophysik wichtigen Masse-Leuchtkraft-Beziehung von Sternen erwartet werden.

Für die Biologie wurde eine neue Methode entwickelt, um die mittlere Beweglichkeit von vielen Kleinlebewesen ($\sim 10^3$) in einem großen Volumen zu messen (s. Kap. 3). Die Methode basiert auf Lebenszeit-Messungen an dynamischen Laser-Speckle (Bildebenen-Speckle-Interferogramme) /V8/. Experimente zur Bestimmung des Temperaturgangs der Speckle-Lebenszeit wurden mit einer Kultur von Salinenkrebsen durchgeführt. Der Vorteil dieser Methode ist, daß im Gegensatz zu konventionellen Methoden sehr viele Objekte gleichzeitig gemessen werden können (z.B. $\sim 10^3$) und die volle zweidimensionale Information der beobachteten Speckle-Interferogramme verarbeitet wird. Deshalb kann eine hohe statistische Sicherheit erreicht werden.

Einleitung:
Eigenschaften und statistische Auswertung von Speckle-Interferogrammen

Speckle-Interferogramme sind Lichtverteilungen von statistisch unregelmäßigem Charakter. Sie entstehen, wenn kohärentes Licht (z.B. Laserlicht) durch ein inhomogenes Medium tritt oder an vielen statistisch verteilten Streuzentren gebeugt oder reflektiert wird und danach zur Interferenz gelangt. Dazu zählt z.B. die Streuung von Laserlicht an rauhen Oberflächen oder die Beugung von Sternlicht an den unregelmäßigen Brechungsindexstrukturen von turbulenten Luftschichten in der Erdatmosphäre. Falls sich die beteiligten Streuzentren relativ zur Lichtquelle bewegen, wie im letzteren Falle, erhält man "dynamische", d.h. zeitveränderliche Speckle-Interferogramme, deren Speckle-Strukturen dann einen wallend, kochenden Eindruck vermitteln.

Das Speckle-Phänomen tritt bei allen Arten von kohärenten Wellenfeldern auf, so auch bei Radar-, Sonar- und Ultraschallmeßverfahren. Das Szintillieren der Radioquellen im Weltall durch den Sonnenwind (ähnlich wie das optische Szintillieren der Sterne durch die Luftunruhe) und z.B. der sog. „Schwund" bei entfernten Rundfunksendern (= Auf- und Abschwellen der Lautstärke durch Reflexionen an dynamischen Strukturen der Ionosphäre) sind Auswirkungen eines dynamischen Speckle-Phänomens /2/.

Das Charakteristische der Speckle-Interferogramme, die in der Regel im Fernfeld beobachtet werden (Fraunhofer-Beobachtung), ist ihre kontrastreiche, körnige Struktur. Sie besteht aus lauter kleinen, etwa gleichgroßen hellen Fleckchen (engl. = speckle, = Interferenzmaxima), die durch ein System dunkler Linien (=Interferenzminima) voneinander getrennt sind (siehe Abb. 1, S. 2).

Das Speckle-Phänomen ist zwar schon lange bekannt und in theoretischen Arbeiten erfaßt worden, z.B. Max von Laue 1916 und 1917 /3a, 3b/, ist aber in der Optik erst seit der Erfindung des La-

sers auf näheres Interesse gestoßen /4/. Zunächst schienen die Speckles nur ein störendes Rauschen bei jeglicher Art von kohärenter Abbildung oder bei der Ausbreitung kohärenter Wellen hervorzurufen. Im Laufe der Zeit kam man aber darauf, daß sie sich auch zu einer Reihe von interessanten, weil berührungslosen bzw. zerstörungsfreien optischen Meßverfahren nutzbringend anwenden lassen, z.B. zu Prüf- und Inspektionszwecken im Maschinenbau oder der industriellen Fertigungskontrolle, der Medizin oder der Biologie /5/, /6/. Dazu zählen Meßmethoden zur Bestimmung von Verschiebungen, Abstandsänderungen, Verkippungen, Deformationen oder Vibrationen von Körpern, der Rauhigkeit von Oberflächen, der Akkomodation des Auges bzw. Fokussuchemethoden und Geschwindigkeitsbestimmung von kleinen Teilchen etc.

Die vielleicht aufregendste Anwendung findet das Speckle-Phänomen in der Astronomie. Es kann hier zur Beseitigung der drastischen Bildverschlechterung durch die atmosphärische Turbulenz bei erdgebundenen Teleskopen herangezogen werden. Durch die Turbulenz ist das Auflösungsvermögen erdgebundener optischer Teleskope auf etwa 1 bis 3 Bogensekunden beschränkt. Bei fehlender Atmosphäre wäre mit den größten derzeit verfügbaren Teleskopen theoretisch ein 50 bis 100fach höheres Auflösungsvermögen möglich. Beschränkt man sich auf kurze Belichtungszeiten ($t<0.1$sec), kleine Bildfelder ($<10''$) und schmale optische Bandbreiten ($\lambda/\Delta\lambda>5$), kann dieses theoretische Auflösungsvermögen der erdgebundenen optischen Großteleskope wiederhergestellt werden (z.B. 0.02" mit einem 5m-Teleskop bei $\lambda=500$nm). Dies geschieht durch Autokorrelationsanalyse der Speckle-Struktur der Sternabbildungen in der Teleskopbrennebene (A. Labeyrie 1970 /1/, näheres s. auch Kap. 2).

Die wichtigsten statistischen Eigenschaften der Speckle-Interferogramme sind durch die Statistik erster und zweiter Ordnung bestimmt. Die Statistik erster Ordnung beschreibt Eigenschaften, die an einem Punkt gemessen werden können. Neben dem Mittelwert der Intensität $\langle I\rangle$ sind die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der vorkommenden Intensitäten $P(I)$ und der Phase $P(\Phi)$ wichtig. Wenn eine große Zahl von Streuelementen am Gesamtprozeß beteiligt

ist, führt die Anwendung des zentralen Grenzwertsatzes /55/ auf eine zirkulare Gaußstatistik für Realteil und Imaginärteil der komplexen Amplitude. Daraus ergibt sich für die Intensitätsstatistik P(I) eine negative Exponentialverteilung /7/ (siehe auch Abb. 2).

$$P(I) = \exp\left\{\frac{-I}{<I>}\right\}, \quad I \geq 0 \tag{1}$$

und für die Phasenstatistik $P(\Phi)$ eine Gleichverteilung

$$P(\Phi) = \begin{cases} 1/2\pi\,, & |\Phi| < \pi \\ 0\,, & \text{sonst} \end{cases} \tag{2}$$

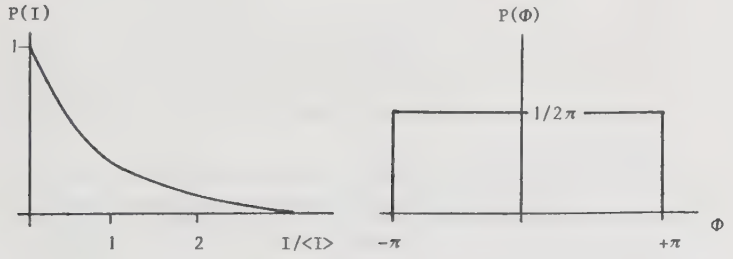


Abb. 2: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Intensität (links) und für die Phase (rechts) bei Gaußischen Speckle-Interferogrammen.

Wesentlich für diese Arbeit ist die Intensitätsstatistik zweiter Ordnung. Dabei werden die Intensitäten, die an zwei verschiedenen Orten im Raum oder zu zwei verschiedenen Zeiten gemessen werden im wesentlichen durch Korrelationsfunktionen in Beziehung gesetzt. Damit können gewisse globale Parameter der örtlichen und zeitlichen Struktur des Streufeldes erfaßt werden, z.B die Korrelationslänge im Ortsbereich (=mittlere Größe der Speckles) oder die Korrelationslänge im Zeitbereich (= mittlere Speckle-Lebenszeit).

Die mittlere Größe der Speckles z.B. kann durch die örtliche Autokorrelation $c_A(\underline{\Delta x})$ eines Speckle-Interferogramms $I(\underline{x})$ bestimmt werden

$$c_A(\underline{\Delta x}) = I(\underline{x}) \otimes I(\underline{x}) = \iint I(\underline{x}) \cdot I(\underline{x}+\underline{\Delta x}) d\underline{x} \qquad (3)$$

wobei hier und im folgenden $\otimes$ der zweidimensionale örtliche Kreuzkorrelationsoperator ist; der Index A steht für Autokorrelation.

Bei Annahme von zirkularer Gauß-Statistik für Realteil und Imaginärteil der komplexen Amplitude und der Annahme eines nahezu unendlich ausgedehnten Speckle-Musters ergibt sich im Fernfeld /7/ für die Autokorrelation des Speckle-Musters

$$c_A(\underline{\Delta x}) = \langle I \rangle^2 \left[1 + \frac{|FOU\{|P(\xi,\eta)|^2\}|^2}{\iint |P(\xi,\eta)|^2 d\xi d\eta} \right]. \qquad (4)$$

wobei FOU = örtliche Fourier-Transformation.

Diese Funktion besteht

1. aus einem Untergrund von zufälligen Korrelationen, der gleich dem Quadrat der mittleren Intensität $\langle I \rangle^2$ ist und
2. aus einer schmalen Peakfunktion $|FOU\{|P|^2\}|^2 / \iint |P(\xi,\eta)|^2 d\xi d\eta$, die gleich der auf 1 normierten Beugungsfigur der Beleuchtungsverteilung $|P(\xi,\eta)|^2$ auf dem streuenden Objekt ist (siehe Abb. 3a und 3b).

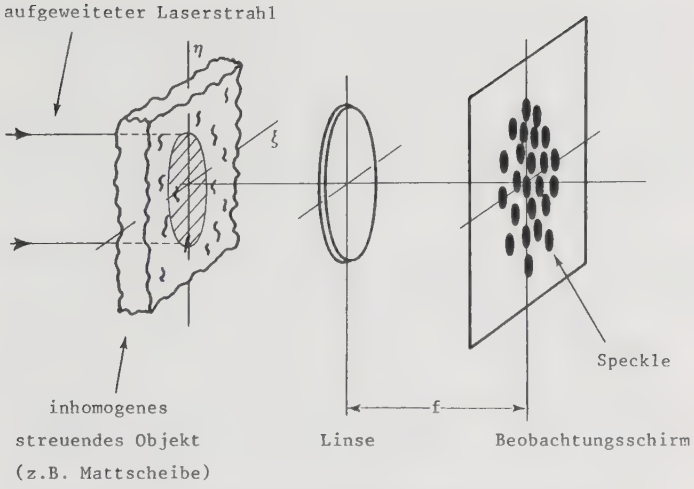


Abb. 3a: Zur Entstehung von Speckles, hier Beobachtung in der Fraunhofer-Ebene (= Fernfeld, f=Brennweite der Linse).

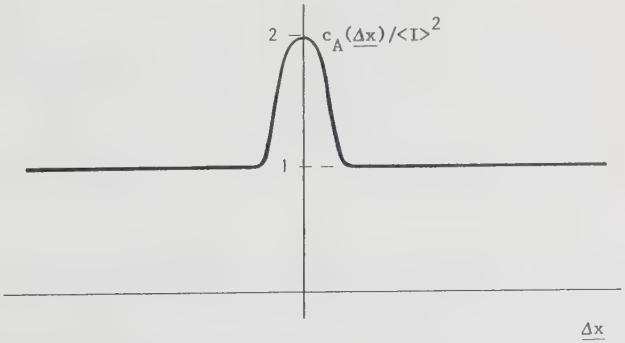


Abb. 3b: Intensitätsautokorrelation eines unendlich ausgedehnten Speckle-Interferogramms.

Die Breite des Autokorrelationspeaks zeigt die mittlere Größe der Speckles an. Im Falle der astronomischen Speckle-Interferogramme ist die Peakbreite gleich der Größe des idealen Beugungsscheibchens des verwendeten Teleskops. Dies deutet bereits an, warum die Autokorrelation von astronomischen Speckle-Interferogrammen beugungstheoretische Auflösung liefert (Näheres in Kap. 1.1 und 2.1).

In der Peakfunktion steckt das eigentliche Korrelationssignal, was man nach Subtraktion des Untergrundes $\langle I \rangle^2$ erhält

$$\hat{c}_A(\underline{\Delta x}) = c_A(\underline{\Delta x}) - \langle I \rangle^2 \qquad (5)$$

Dies wird klarer, wenn man die Kreuzkorrelation $c_{1,2}$ von zwei verschiedenen Specklemustern $I_1(\underline{x})$ und $I_2(\underline{x})$ betrachtet

$$\begin{aligned} c_{1,2}(\underline{\Delta x}) &= I_1(\underline{x}) \otimes I_2(\underline{x}) = \\ &= \iint I_1(\underline{x}) \cdot I_2(\underline{x}+\underline{\Delta x}) d\underline{x}. \end{aligned} \qquad (6)$$

Sind die beiden Specklemuster unkorreliert, ergibt sich als Korrelationsergebnis nur der konstante Untergrund (mit der Höhe $\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle$) aus zufälligen Korrelationen und kein Peak mehr bei $\underline{\Delta x}=0$ (0 % Korrelation). Maximale Korrelation (100 %) erhält man, wenn die beiden Muster identisch sind, also im Falle der Autokorrelation. Die Höhen der Autokorrelationspeaks $\hat{c}_{A,1}(\underline{0})$ und $\hat{c}_{A,2}(\underline{0})$ werden deshalb auch zur Normierung des Kreuzkorrelationssignals

$$\hat{c}_{1,2}(\underline{\Delta x}) = c_{1,2}(\underline{\Delta x}) - \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle \qquad (7)$$

verwendet. Die fertige, im Sinne von Korrelationskoeffizienten normierte Kreuzkorrelation /34,42/ ergibt sich dann zu

$$C_{1,2}(\underline{\Delta x}) = \frac{c_{1,2}(\underline{\Delta x}) - \langle I_1 \rangle \cdot \langle I_2 \rangle}{\sqrt{[c_{A,1}(\underline{0}) - \langle I_1 \rangle^2] \cdot [c_{A,2}(\underline{0}) - \langle I_2 \rangle^2]}} \qquad (8)$$

Korrelationsfunktionen ohne Untergrund wie (5) und (7) erhält man auch direkt, wenn man von vornherein Variablen mit Mittelwert null („zero mean") verwendet, also $\dot{I} = I - \langle I \rangle$.

Folgende drei Arten von Korrelationen zweiter Ordnung von Speckle-Interferogrammen kommen in dieser Arbeit zur Anwendung (Der Übersicht halber wird hier das Ensemble-Mittel über viele Speckle-Interferogramme weggelassen):

1. Die örtliche Autokorrelation von astronomischen Speckle-Interferogrammen $I(\underline{x})$. Hieraus ergibt sich die hochaufgelöste, von Bildstörungen durch atmosphärische Turbulenz befreite Autokorrelation des beobachteten astronomischen Objekts (s. Kap. 2)

$$c_A(\underline{\Delta x}) = I(\underline{x}) \otimes I(\underline{x}) = \iint I(\underline{x}) \cdot I(\underline{x}+\underline{\Delta x}) \underline{dx} \qquad (9)$$

2. Die örtliche Kreuzkorrelation von astronomischen Speckle-Interferogrammen.Kreuzkorreliert werden hier die beiden Speckle-Interferogramme $I_1(\underline{x})$ und $I_2(\underline{x}+\underline{x}_s)$ eines Doppelsterns (siehe Abb. 4). Dies ergibt den Grad der Isoplanasie für ein Bildfeld, was dem Winkelabstand des Doppelsterns entspricht (s. Kap. 1.3.)

$$c_{1,2}(\underline{\Delta x};\underline{x}_s) = I_1(\underline{x}) \otimes I_2(\underline{x}+\underline{x}_s) = \\ = \iint I_1(\underline{x}) \cdot I_2(\underline{x}+\underline{x}_s+\underline{\Delta x}) \underline{dx} \qquad (10)$$

3. Die Orts-Zeit-Korrelation von dynamischen Speckle-Interferogrammen (s. Abb. 4).

$$c_\tau(\underline{\Delta x};\tau) = I(\underline{x};t) \otimes I(\underline{x};t+\tau) = \iint I(\underline{x};t) \cdot I(\underline{x}+\underline{\Delta x};t+\tau) \underline{dx} \qquad (11)$$

wobei τ der zeitliche Abstand zweier korrelierter Speckle-Interferogramme ist. Sie ermöglicht die zeitliche Dynamik der Speckle-Interferogramme zu erfassen, also z.B. die Bestimmumng der Speckle-Lebenszeit.

Abb. 4: Zwei benachbarte Filmbilder von Speckle-Interferogrammen eines 16mm-Films aufgenommen am dänischen 1.5m-Teleskop bei ESO, La Silla, Chile. Hier ist der Doppelstern Beta Monocerotis BC gezeigt, Separation $|\underline{x}_s| = 2.9$ Bogensekunden, Filmfrequenz 25 Bilder/sec. Ähnlichkeiten der Speckle-Strukturen sind noch deutlich erkennbar, sowohl bei örtlich benachbarten Speckle-Interferogrammen (bei $\underline{x}$ und $\underline{x}+\underline{x}_s$), als auch zeitlich benachbarten (bei t und $t+\Delta t$).

Eine Folge von gemäß (8) normierten Peakhöhen $C_\tau(\underline{0};\tau)$ (mit $\tau = m \cdot \Delta t$; $m = 0,1,2...$; Δt = Zeitabstand von zeitlich benachbarten Speckle-Interferogrammen) definiert eine Zerfallskurve der Korrelation, deren 1/e-Zeit als die Lebenszeit der auf- und abwallenden Speckles definiert werden kann. Die Speckle-Lebenszeit bei astronomischen Speckle-Interferogrammen bestimmt die optimale Belichtungszeit bei der Aufnahme von Speckle-Rohdaten am Teleskop (Näheres siehe Kapitel 1.2).

In Kapitel 3 wird die Speckle-Lebenszeit zu Aussagen über die mittlere Beweglichkeit von vielen Kleinlebewesen in einem großen Volumen herangezogen. Ein Beispiel der Speckle-Rohdaten für dieses biologische Projekt ist in Abb. 5 gezeigt.

Abb. 5: Ausschnitt aus einem 16mm-Film von Speckle-Interferogrammen des biologischen Projekts in Kapitel 3 (Filmfrequenz ist 64 Bilder/sec).

Die Speckle-Rohdaten wurden für alle Projekte mit einer 16mm-Kamera gefilmt und mit der am Institut für Angewandte Optik, Erlangen vorhandenen Hardware /9/ digitalisiert und verarbeitet (siehe Skizze in Abb. 6).

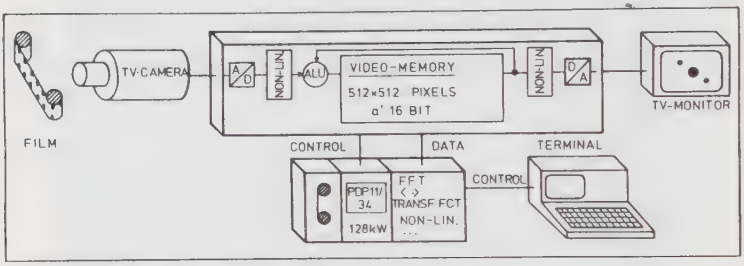


Abb. 6: Prinzipieller Aufbau der verwendeten Hardware zum Digitalisieren und Verarbeiten der Speckle-Rohdaten (aus /9/).

Mit einer Video-Meßkamera und einem schnellen Analog/Digital-Wandler wurde Bild für Bild in einen digitalen Bildspeicher gelesen und über einen Steuerrechner (LSI/11) auf Magnetband übertragen. Dabei wurden die Nicht-Linearitäten des Filmmaterials und der Videokamera gemessen und zur späteren Kompensation in Look-up-tables abgelegt.

Um ein gutes, d.h. möglichst rauschfreies Korrelationssignal zu erhalten, wurden für jede Messung ganze Zeitserien von dynamischen Speckle-Interferogrammen verarbeitet, d.h. pro Messung mindestens 100 Speckle-Interferogramme. Wegen der großen Datenmengen war eine effektive, d.h. rechenzeitsparende Berechnung der Korrelationsintegrale notwendig. Die Korrelation der erstellten Magnetbanddaten erfolgte deshalb mit dem in der Anlage enthaltenen Array-Prozessor (Sky micro number cruncher), der den Steuerrechner LSI/11 in der Rechenleistung noch um das 3- bis 10fache übertrifft.

Eine weitere Steigerung der Rechenleistung wurde durch Verwendung der digitalen „Fast Fourier Transformation" (FFT) erreicht, was aufgrund der Verwandtschaft von Korrelation und Fourier-Transformation möglich ist /8/

$$A \otimes B = Fou^{-1}\{ Fou(A) \cdot Fou(B)^{*} \} \qquad (12)$$

wobei Fou = Fouriertransformation und Fou^{-1} = inverse Fouriertransformation, und $\otimes$ = Kreuzkorrelation bedeuten.

1. Messung statistisch-optischer Parameter von Speckle-Interferogrammen, die durch die Erdatmosphäre verursacht werden

1.1. Qualitative Beschreibung der optischen Abbildung durch die (turbulente) Erdatmosphäre

Durch Streuung, Absorption und Turbulenz in der Erdatmosphäre werden der optischen Astronomie (und der sonstigen optischen Fernerkundung) starke Beschränkungen auferlegt. Die Rayleigh-Streuung an den Luftmolekülen, die das Himmelsblau hervorruft, ermöglicht die Beobachtung astronomischer Objekte nur bei Nacht. Neben den wechselnden Beschränkungen durch Dunst und Wolken wird der beobachtbare Teil des elektromagnetischen Spektrums aus dem Weltraum permanent wegen der Absorption durch die Luftmoleküle auf das sichtbare Spektrum, einigen kleinen „Fenstern" im Infrarot und ein größeres „Fenster" im Radiobereich beschränkt. Neben der Absorption in verschiedenen Wellenlängenbereichen besteht im optischen Bereich auch bei klarem Wetter noch eine weitere Einschränkung. Es erfolgt eine drastische Bildverschlechterung durch die ständig vorhandene atmosphärische Turbulenz, die von den Astronomen je nach Ausprägung als schlechtes oder gutes „Seeing" bezeichnet wird.

Die atmosphärische Turbulenz mindert die Auflösung von astronomischen Teleskopen auf günstigstenfalls etwa 1 Bogensekunde (gutes Seeing), oft auch auf 2 oder 3 Bogensekunden (mittleres Seeing) oder manchmal sogar auf 10 Bogensekunden oder mehr (schlechtes Seeing). Dies ist besonders schmerzlich bei optischen Großteleskopen, etwa dem 5m-Teleskop auf dem Mount Palomar, dessen Auflösungsvermögen ohne Erdatmosphäre etwa fünfzigmal höher als 1 Bogensekunde liegen könnte. Eine Auflösung von 1 Bogensekunde kann bekanntlich bereits mit einem Teleskop von 10cm Objektivdurchmesser erreicht werden.

Die atmosphärische Turbulenz wird ausgelöst durch unterschiedlich starke Winde in den verschiedenen Schichten der Erdatmosphäre (z.B. Scherwinde in der Tropopause), die ihrerseits durch die

ungleichmäßige Aufheizung der Erde durch die Sonne verursacht werden. Wegen der relativ niedrigen kritischen Reynoldszahl der Luft entstehen turbulente Strömungen bereits bei sehr niedrigen Windgeschwindigkeitsunterschieden ($\approx$1 m/sec). Turbulenzen sind deshalb in bestimmten Höhen ständig vorhanden. Eine typische Höhenverteilung der Turbulenzstärke zeigt Abb. 7.

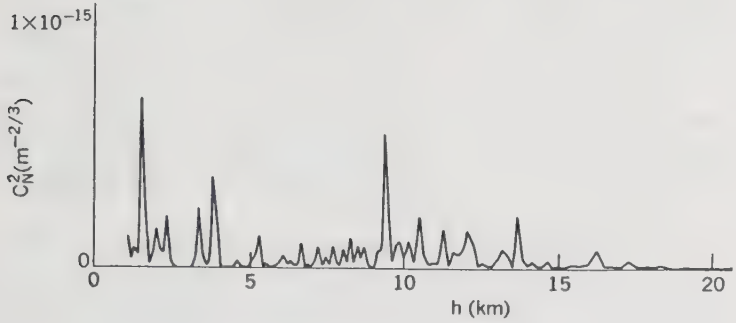


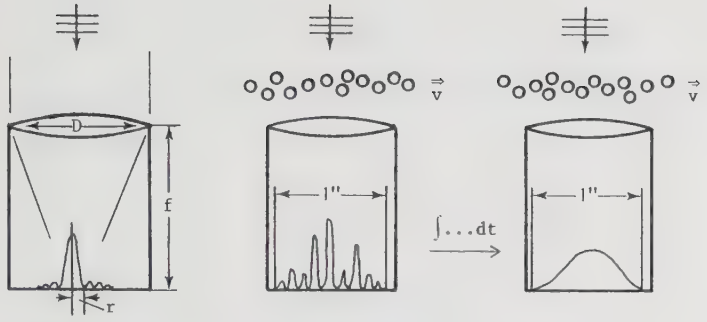
Abb. 7: Typische Verteilung der Turbulenzstärke C_N^2 in der Erdatmosphäre in Abhängigkeit von der Höhe h über dem Erdboden (aus /27/).

Die Turbulenzen sind immer von Temperatur- bzw. Dichteschwankungen und damit von Brechungsindexschwankungen begleitet. An den Brechungsindexstrukturen erfolgt Lichtbeugung. Dadurch wird das Licht in der Regel in einen Winkelbereich von etwa 1-3 Bogensekunden gestreut, wobei kein Licht ungestreut hindurchkommt (keine schwache Streuung). Man spricht deshalb bei der Erdatmosphäre auch von einem starken Kleinwinkelstreuer. Die Sternabbildungen oder allgemein die Punktbilder großer Teleskope erscheinen deshalb stets auf 1-3 Bogensekunden oder mehr aufgebläht. Der tiefere Grund dieser Tatsache liegt in der Größe der Turbulenzzellen und der Stärke der Phasenfluktuationen begründet. Jeweils die kleinste beugende Struktur im Strahlengang bestimmt die Größe der Beugungsfigur. Da die Turbulenzzellen im Mittel etwa 10cm groß

sind, richtet sich die Größe der Punktbilder bei Teleskopen mit $D > 10cm$ nicht mehr nach dem Objektivdurchmesser D, sondern nach der mittleren Turbulenzzellengröße. Eine Zunahme der Stärke der Phasenfluktuationen bewirkt zusätzlich eine weitere Aufblähung des Punktbildes.

Bei hoher Vergrößerung erkennt man in den aufgeblähten Sternabbildungen ein „Gewimmel" von statistischen Interferenzerscheinungen, also dynamische Speckle-Interferogramme (wie in Abb. 1, S. 2 bzw. Abb. 4, S. 12 schon gezeigt). Diese Interferenzerscheinungen sind wegen der hohen räumlichen Kohärenz des Sternlichts beobachtbar (Sterne sind ideale Punktlichtquellen). Verbessert man die zeitliche Kohärenz durch Einbringen von Interferenzfiltern (mit $\lambda/\Delta\lambda > 5$), so erhält man ähnlich kontrastreiche Speckles, wie bei Laser-Licht.

Die Speckles sind das Beugungsbild der gerade über das Teleskop fliegenden Turbulenzzellenverteilung . Wegen der schnellen Bewegung der Turbulenzzellen ($v \approx 10$-30 m/sec) verändert sich die Speckle-Struktur auch entsprechend schnell. Bei Belichtungszeiten über 0.1 sec ist deshalb die Speckle-Struktur verwaschen bzw. verschwindet bei Langzeitaufnahmen völlig (s. Abb. 8).



(a) (b) (c)

Abb. 8: (a) Beugungsfigur bzw. Sternabbildung ohne Annahme von atmosphärischer Turbulenz (im Idealfall Airy-Figur mit $r=1.22\cdot\lambda f/D$ = beugungstheoretische Auflösungsgrenze)

(b) Beugungsfigur bzw. Sternabbildung bei Vorhandensein von atmosphärischer Turbulenz bei einer Kurzzeitaufnahme (="eingefrorenes" dynamisches Speckle-Interferogramm) und

(c) bei Langzeitaufnahmen (=zeitintegrierte , dynamische Speckle-Interferogramme)

v = Windgeschwindigkeit

O = Turbulenzzelle

Während Langzeitaufnahmen in der Astronomie schon seit über 100 Jahren üblich sind und wegen der Lichtschwäche der Objekte notwendig sind, haben Kurzzeitaufnahmen erst seit 1970 (Labeyrie /1/) Bedeutung in der Astronomie erlangt. Die Lichtschwäche der Objekte wird hier durch die Verwendung leistungsfähiger Bildverstärker weitgehend ausgeglichen. Mit der Labeyrie'schen Methode der astronomischen Speckle-Interferometrie ist es möglich, durch Autokorrelation einer Serie von schmalbandig aufgenommenen Kurzzeitaufnahmen die volle beugungstheoretische Auflösung von optischen Großteleskopen wiederzugewinnen. Das bedeutet eine Steigerung um etwa einen Faktor 50 bei Verwendung der größten derzeit verfügbaren Teleskope. Um die Speckle-Muster scharf aufzeichnen zu können, muß wegen der kurzen Lebenszeit der Speckle auch entsprechend kurz belichtet werden ($t < 0.1$sec). Die Speckle-Lebenszeit ist deshalb ein wichtiger Parameter für die astronomische Speckle-Interferometrie und die adaptive Optik. Zur näheren Diskussion des Problems der Belichtungszeiten sei auf Kapitel 1.2. verwiesen.

Die Wiederherstellung des beugungstheoretischen Auflösungsvermögens bei Labeyrie's Speckle-Interferometrie beruht im wesentlichen darauf, daß für astronomische Speckle-Interferogramme ein sog. isoplanatisches Gebiet existiert, d.h. daß innerhalb eines Bildfeldes von etwa 5-10 Bogensekunden für alle Sterne, bzw. Objektpunkte etwa die gleiche Speckle-Struktur erzeugt wird. Dies liegt daran, daß das Licht innerhalb eines solchen Gebiets durch nahezu die gleichen Luftschichten fällt (siehe Abb. 9).

Da die Speckles die Größe der idealen Beugungsfigur des verwendeten Teleskops haben, ergibt die Autokorrelation von solchen gleichstrukturierten (ortsinvarianten bzw. isoplanatischen) Speckle-Wolken dann sehr scharfe Korrelationspeaks von der Breite der idealen Beugungsfigur des verwendeten Teleskops. Diese Peaks stechen deutlich aus einem Untergrund von zufälligen Korrelationen heraus (ähnlich wie in Abb. 3b, S. 9). An jeder Stelle, wo vorher eine Speckle-Wolke war, entsteht dann in der Korrelations-

ebene ein scharfer Peak. Insgesamt erhält man dann die Autokorrelation des beobachteten Objekts, aber nun mit voller beugungstheoretischer Auflösung des verwendeten Teleskops. Dies ist auch dann möglich, und das ist besonders wichtig, wenn sich mehrere Speckle-Wolken teilweise oder ganz überlagern. Dies liegt daran, daß das Licht zweier verschiedener Sterne nicht interferieren kann, weil zwei verschiedene Sterne zueinander inkohärent sind. Deshalb addieren sich die Intensitäten an den Stellen, wo Licht von beiden Sternen ankommt, was beim Autokorrelieren nicht stört.

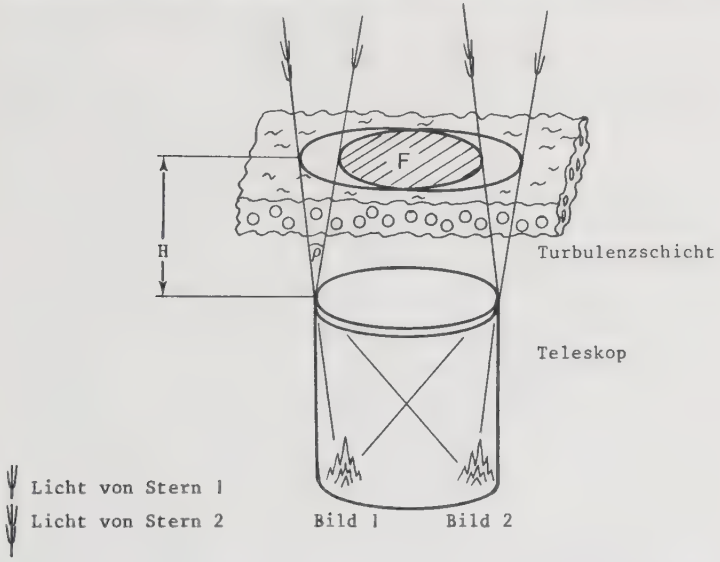


Abb. 9: Das Licht zweier dicht benachbarter Sterne A,B (mit Separation ρ ,hier übertrieben groß gezeichnet) fällt nahezu durch dieselben Teile der Erdatmosphäre. Die Ähnlichkeit ihrer Specklemuster wird durch die Überlappfläche F der ankommenden Lichtbündel auf den Turbulenzschichten bestimmt. Die Überlappfläche F hängt wiederum von der Höhe H der wirksamen Turbulenzschichten und der Separation ρ der Sterne ab.

Sobald die Speckle-Wolken zweier benachbarter Sterne etwas unterschiedlich sind, wegen des in Abb. 9 beschriebenen Zusammenhangs, sinken die Höhen der Korrelationspeaks oder verschwinden, wenn die Speckle-Wolken keine Ähnlichkeit mehr haben. Die Abnahme der Ähnlichkeit bzw. des Grades der Isoplanasie von Speckle-Wolken in einem beobachteten Gebiet ist deshalb eine wichtige Meßgrenze für die Speckle-Interferometrie bzw. die adaptive Optik. Messungen dazu werden in Kapitel 1.3 beschrieben.

1.2. Messungen der Speckle-Lebenszeit von astronomischen Speckle-Interferogrammen

1.2.1. Motivation und Überblick

Für die optimale Aufnahme und Auswertung der atmosphärischen Speckle-Interferogramme spielt die Speckle-Lebenszeit eine besonders wichtige Rolle, sei es nun für die astronomische Speckle-Interferometrie, die adaptive Optik oder für atmosphärische Studien bei „site testing"-Kampagnen.

Die Wahl der optimalen Belichtungszeit bei der Aufnahme von Speckle-Interferogrammen ist dabei das Hauptproblem. Dabei beeinflussen zwei gegenläufige Effekte das erreichbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR):

1. Bei Belichtungszeiten, die kürzer als die Speckle-Lebenszeit sind, wird zwar sichergestellt, daß die Speckles nicht mehr verwischen, aber die einzelnen Speckles bestehen dann nur noch aus wenigen Photonenereignissen und sind dadurch schlechter definiert, wodurch letztendlich das SNR sinkt.
2. Eine Verlängerung der Belichtungszeit wesentlich über die Speckle-Lebenszeit hinaus hebt zwar die Zahl der Photonen pro Speckle an, aber der Kontrast der Speckles sinkt, weil die Speckles verwischen. Dadurch sinkt das SNR ebenfalls wieder ab.

Es gilt dabei, eine optimale Mittellösung zu finden, eben dort, wo das SNR maximal ist. Da die Speckle-Interferogramme die Beugungsbilder der momentan über das Teleskop fliegenden Turbulenzzellen sind, kann die Speckle-Lebenszeit je nach Wetterlage bzw. Windgeschwindigkeitsverteilung stark variieren. Es ist deshalb wünschenswert, die möglichen Speckle-Lebenszeiten zu kennen und gegebenenfalls messen zu können, um optimale Meßergebnisse zu erzielen. Dazu wurden Speckle-Rohdaten aus mehreren Beobachtungsnächten auf der Europäischen Südsternwarte ESO herangezogen und über Orts-Zeit-Korrelation ausgewertet. Hierbei wurde erstmals

die volle zweidimensionale Information der Speckle-Interferogramme digital ausgewertet. Die vorgekommenen Speckle-Lebenszeiten reichten von 0.009 sec bis 0.021 sec. Frühere Speckle-Lebenszeit-Messungen an astronomischen Speckle-Interferogrammen wurden in /28-30/ beschrieben. Die Theorie der Speckle-Lebenszeit ist in /31,32/ beschrieben.

1.2.2. Die Datenverarbeitung zur Messung der Speckle-Lebenszeit

Die Speckle-Lebenszeit kann abgeleitet werden aus dem Abfall der mittleren Orts-Zeit-Intensitätskorrelationsfunktion $\bar{c}_\tau(\underline{\Delta x};\tau)$ einer Serie von Speckle-Interferogrammen eines unauflösbaren Einzelsterns mit Intensitätsverteilungen $I(\underline{x};t)$

$$\bar{c}_\tau(\underline{\Delta x};\tau) = \langle \iint I(\underline{x};t)\cdot I(\underline{x}+\underline{\Delta x};t+\tau)\,\underline{dx} \rangle . \qquad (13)$$

Nach Übergang zum „zero mean" ($\hat{I}(\underline{x};t) = I(\underline{x};t) - \langle I(\underline{x};t)\rangle$) und Normierung mit der Autokorrelation ergibt sich die endgültige Orts-Zeit-Korrelationsfunktion im Sinne von Korrelationskoeffizienten

$$C_\tau(\underline{\Delta x};\tau) = \frac{\bar{c}_\tau(\underline{\Delta x};\tau) - c_A(\langle I(\underline{x};t)\rangle)}{\bar{c}_\tau(\underline{0};0) - c_A(\langle I(\underline{0};t)\rangle)} \qquad (14)$$

bzw. bei Rechnung über die Fourierdomäne (wegen der höheren Rechengeschwindigkeit bei Verwendung der FFT)

$$C_\tau(\underline{\Delta x};\tau) = \frac{Fou^{-1}\{\langle \tilde{I}(\underline{u};t)\cdot \tilde{I}^*(\underline{u};t+\tau)\rangle\} - c_A(\langle I(\underline{x};t)\rangle)}{\iint \langle |\tilde{I}(\underline{u};t)|^2\rangle\,\underline{du} - c_A(\langle I(\underline{0};t)\rangle)} \qquad (14a)$$

Dabei ist $c_A(\langle I(\underline{x};t)\rangle)$ die Autokorrelation des Langzeitpunktbilds. Der Nenner von (14) bzw. (14a) ist dabei die Autokorrelationspeakhöhe der zero-mean Intensität $\hat{I}(\underline{x};t)$, die zur Normierung dient, weiterhin bedeuten

$\underline{\Delta x}$ = zweidimensionale Ortskoordinate in der Korrelationsdomäne

τ = Zeitintervall zwischen zwei korrelierten Speckle-Interferogrammen

Fou^{-1} = inverse zweidimensionale örtliche Fouriertransformation

$\tilde{I}(\underline{u};t)$ = zweidimensionale örtliche Fouriertransformierte von $I(\underline{x};t)$; $\underline{u}$ = zweidimensionale Ortsfrequenz

Ein Beispiel der verarbeiteten Rohdaten zeigt Abb. 4, S. 12. Die verwendete Hardware ist auf Seite 14 beschrieben. Für jede Lebenszeitmessung wurde je eine Serie von 100 16mm-Filmbildern auf folgende Weise verarbeitet:

(1) Digitalisierung der Speckle-Interferogramme mit 128x128 Pixel über eine Plumbicon-TV-Kamera

(2) Messung und Kompensation der Nicht-Linearitäten von Film und TV-Kamera

(3) Berechnung der Kreuzspektren (im Zähler von (14a)) $S_n(\underline{u};\tau) = \tilde{I}(\underline{u};t_n)\,\tilde{I}^*(\underline{u};t_n+\tau)$ mit FFT (Fast Fourier Transformation)

(4) Berechnung des Ensemble-Mittels $S(\underline{u};\tau) = \langle S_n(\underline{u};\tau)\rangle_n$ einer Serie von Kreuzspektren und Übergang zu eindimensionalen Funktionen durch Projektion auf den Radius (wegen der Rotationssymmetrie der Korrelationsfunktionen),

(5) eindimensionale Fourier-Bessel-Rücktransformation, zur Gewinnung der eindimensionalen Korrelationsfunktionen,

(6) Subtraktion der Autokorrelation $c_A(\langle I(\underline{x};t)\rangle)$ des Langzeitmittels der Speckle-Interferogramme; zur Minderung des Rechenaufwands wurde dabei nicht das echte zweidimensionale Mittel und dessen Autokorrelation berechnet, sondern die theoretische Autokorrelation durch einen eindimensionalen „least square fit" an die Außenbereiche der gemessenen Korrelationsfunktionen angepaßt und dann subtrahiert (Näheres im Anhang 2)

(7) Normierung mit der Autokorrelationspeakhöhe zur Gewinnung von Korrelationsfunktionen im Sinne von Korrelationskoeffizienten.

Die Folge der normierten Peakhöhen $C_\tau(\underline{\Delta x}=0;\tau=m\cdot\Delta t)$ legt eine Zerfallskurve der Korrelation fest, deren 1/e-Zeit τ_e als die Speckle-Lebenszeit definiert werden kann, Δt ist dabei der zeitliche Abstand benachbarter Filmbilder. Damit gilt für $C_\tau(\underline{0};m\Delta t)$:

m=0: mittlere Autokorrelation der Filmbilder

m=1: mittlere Kreuzkorrelation benachbarter Filmbilder

m=2: mittlere Kreuzkorrelation übernächster Filmbilder

...

1.2.3. Ergebnisse der Speckle-Lebenszeitmessungen

Ein Beispiel für das Absinken der mittleren Orts-Zeit-Korrelationsfunktion zeigt Abb. 10. Abb. 11 zeigt zwei Beispiele für die Zerfallskurven der Korrelationspeakhöhen, Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die gemessenen Lebenszeiten, und Abb. 12 zeigt ein Histogramm der vorgekommenen Werte.

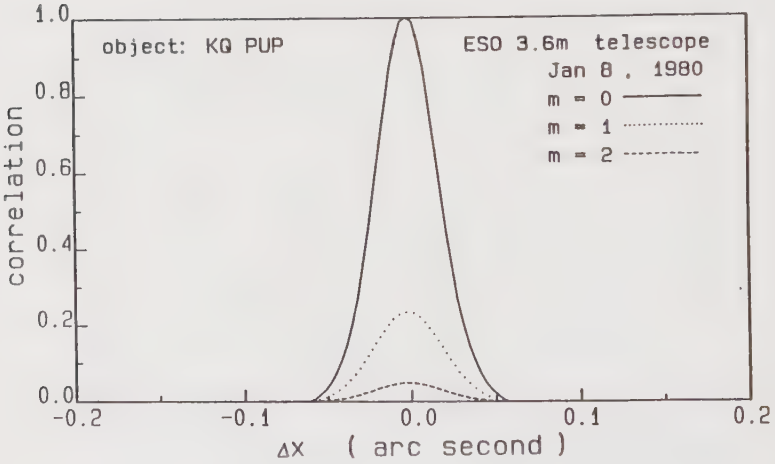


Abb. 10: Zentraler Schnitt durch die mittlere Orts-Zeit-Korrelationsfunktion $C_\tau(\Delta x;\tau=m\cdot\Delta t)$ der Speckle-Interferogramme, wobei $\Delta x=|\underline{\Delta x}|$ und Δt = 1/48 sec = zeitlicher Abstand zweier benachbarter Filmbilder des 16mm-Films der verwendeten Speckle-Interferogramme ist (aus /V5/).

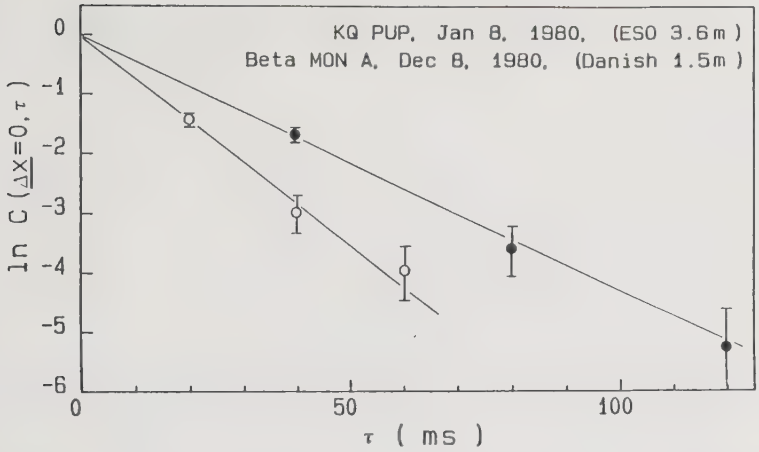


Abb. 11: Zwei Beispiele des zeitlichen Abfalls der Peakhöhen $C_\tau(\Delta x=0;\tau=m\cdot\Delta t)$ der mittleren Orts-Zeit-Korrelationsfunktion der Speckle-Interferogramme. Aus diesen Graphen wurden die Speckle-Lebenszeiten τ_e bestimmt, als Zeiten, bis zu denen die Korrelation auf 1/e abfällt (aus /V5/).

Date	Object	Zenith distance (degrees)	Speckle lifetime $\tau_e=\tau(C=1/e)$ (ms)	Telescope
8 January	KQ PUP	16	14	ESO 3·6 m
6 December	Gamma ARI	49	12	Danish 1·5 m
8 December	Beta MON A	28	18	
8 December	Beta MON B	29	19	
8 December	Beta MON C	29	17	
8 December	17 HYA	38	14	
9 December	Beta MON B	24	16	
9 December	17 HYA	37	21	
9 December	Mu ORI	46	9	

Tabelle 1: Zusammenfassung aller Speckle-Lebenszeitmessungen (aus /V5/).

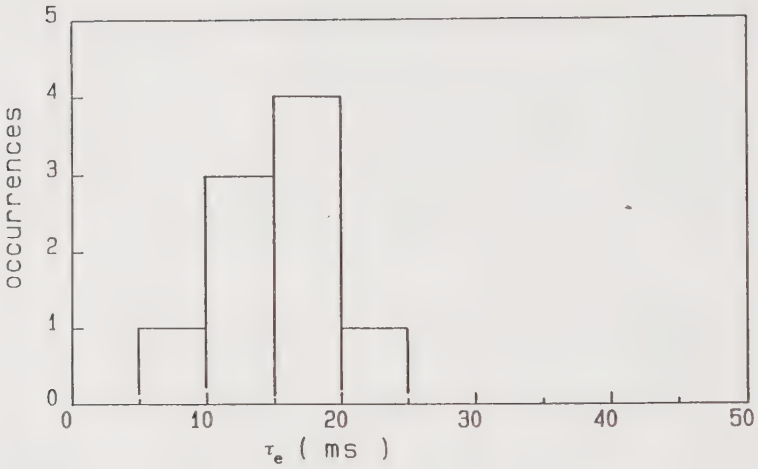


Abb. 12: Histogramm der vorgekommenen Speckle-Lebenszeiten aus den 4 verschiedenen Beobachtungsnächten auf La Silla, Chile (aus /V5/).

I.3. Messungen der Isoplanasie bei astronomischen Speckle-Interferogrammen

I.3.1. Motivation und Überblick

Wie bereits in Kap. I.2. besprochen, werden die Speckle-Wolken benachbarter Sterne immer unähnlicher, je weiter die Separation der Sterne ist, und je unähnlicher die Speckle-Wolken sind, desto niedriger werden z.B. die Korrelationspeaks bei der Labeyrieschen Speckle-Interferometrie. Der Verlauf dieses Korrelationsabfalls bzw. der Abfall des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Peaks mit wachsendem Gesichtsfeld ist deshalb eine wichtige Meßgrenze für die astronomische Speckle-Interferometrie und die adaptive Optik. Dieser Abfall der Isoplanasie ist von der Höhenverteilung der Turbulenzschichten in der Erdatmosphäre abhängig und kann deshalb auch variieren. Es ist deshalb ebenfalls wichtig, die möglichen Werte für diesen Parameter zu kennen und ihn z.B. auch bei „site testing"-Kampagnen mitzumessen.

Um den Grad der Isoplanasie, also die Ähnlichkeit von örtlich getrennten Speckle-Wolken zu messen, wurden wieder Speckle-Rohdaten aus verschiedenen Beobachtungsnächten auf der Europäischen Südsternwarte ESO herangezogen und hier einer Orts-Kreuzkorrelationsanalyse unterzogen. Dabei wurden Werte bis zu 55 % bei 2.9 Bogensekunden und 8 % bei 7.8 Bogensekunden gefunden. Messungen anderer Autoren sind in /25,26,33/ zu finden. Die Theorie ist in /31,34-39/ dargestellt.

1.3.2. Die Verarbeitung der Daten für die Isoplanasie-Messungen

Die Verarbeitung der Daten für die Isoplanasie-Messungen ist völlig analog zu der Verarbeitung bei den Speckle-Lebenszeitmessungen. Statt Speckle-Interferogramme zu korrelieren, die zu verschiedenen Zeiten aufgenommen wurden, werden hier Speckle-Interferogramme korreliert, die von den zwei Komponenten eines Doppelsterns mit der Separation $\underline{x}_s$ produziert wurden (s. Abb. 4, S. 12).

Die mittlere Orts-Intensitäts-Korrelationsfunktion $\overline{c}_{1,2}(\underline{\Delta x};\underline{x}_s)$ einer Serie von Doppelstern-Speckle-Interferogrammen mit Intensitätsverteilungen $I_1(\underline{x};t)$ bzw. $I_2(\underline{x}+\underline{x}_s;t)$ ist dann

$$\overline{c}_{1,2}(\underline{\Delta x};\underline{x}_s) = \langle\iint I_1(\underline{x};t)\cdot I_2(\underline{x}+\underline{x}_s+\underline{\Delta x};t)\,\underline{dx}\rangle \qquad (15)$$

oder im Sinne von Korrelationskoeffizienten (bei Übergang zu zero-mean Intensitäten)

$$C_{iso}(\underline{\Delta x};\underline{x}_s) = \frac{\overline{c}_{1,2}(\underline{\Delta x};\underline{x}_s) - c_{1,2}(\langle I_1\rangle,\langle I_2\rangle)}{\sqrt{[\overline{c}_{A,1}(\underline{0})-c_A(\langle I_1(\underline{0};t)\rangle)]\cdot[\overline{c}_{A,2}(\underline{0})-c_A(\langle I_2(\underline{0};t)\rangle)]}} \qquad (16)$$

bzw. bei Berechnung über die Fourierdomäne

$$= \frac{Fou^{-1}\{\langle\tilde{I}_1(\underline{u};t)\cdot\tilde{I}_2^{*}(\underline{u};t)\rangle\} - c_{1,2}(\langle I_1\rangle,\langle I\rangle_2)}{\sqrt{[\iint\langle|\tilde{I}_1(u;t)|^2\rangle\underline{du} - c_A(\langle I_1(\underline{0};t)\rangle)]\cdot[\iint\langle|\tilde{I}_2(\underline{u};t)|^2\rangle\underline{du} - c_A(\langle I_2(\underline{0};t)\rangle)]}} \qquad (16a)$$

$c_{1,2}(\langle I_1\rangle,\langle I_2\rangle)$ ist dabei die Kreuzkorrelation der Langzeitmittel von I_1 und I_2 (Bestimmung siehe Anhang 2),
$\overline{c}_{A,k}(\underline{0}) - c_A(\langle I_k(\underline{x};t)\rangle)$ mit $k = 1,2$ sind die mittleren Autokorrelationspeakhöhen der Speckle-Interferogramme der beiden Komponenten des verwendeten Doppelsterns.

Die Definition (16) bzw. (16a) ist noch etwas allgemeiner als

bei der Speckle-Lebenszeit (Formel 14). Es wird noch eine mögliche Helligkeitsdifferenz der Speckle-Interferogramme berücksichtigt.

1.3.3. Ergebnisse der Isoplanasiemessungen

Abb. 13 und 14 zeigen verschiedene Messungen der mittleren Orts-Korrelationsfunktion $C_{iso}(\underline{\Delta x};x_s)$ und Tabelle 2 zeigt eine Übersicht über alle Isoplanasiemessungen.

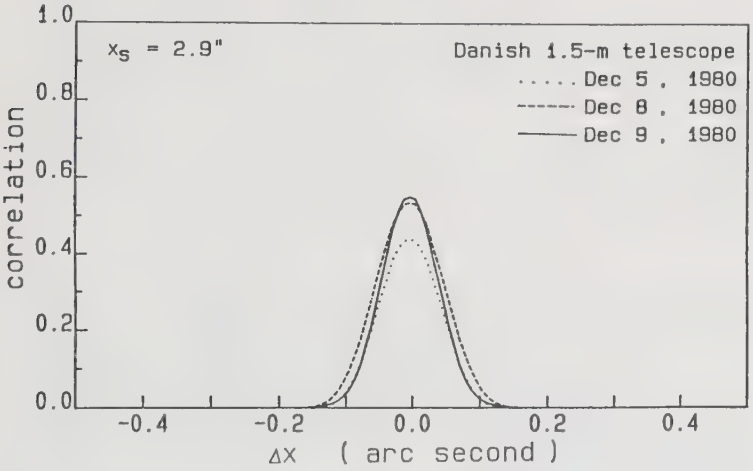


Abb. 13: Isoplanasie-Messungen aus drei verschiedenen Beobachtungsnächten mit dem 2.9"-Doppelstern Beta Monocerotis BC. Die Kurven zeigen einen zentralen Schnitt durch die mittleren Orts-Korrelationsfunktionen $C_{iso}(\underline{\Delta x};x_s)$ (aus /V5/). Die leicht unterschiedlichen Korrelationspeakbreiten rühren von leicht verschiedenen Beobachtungswellenlängen bei der Speckle-Rohdatenaufnahme her. Da die Speckle-Größe die gleiche Wellenabhängigkeit hat wie die Größe des Airy-Scheibchens, gilt diese Wellenlängenabhängigkeit auch für die Korrelationspeakbreite.

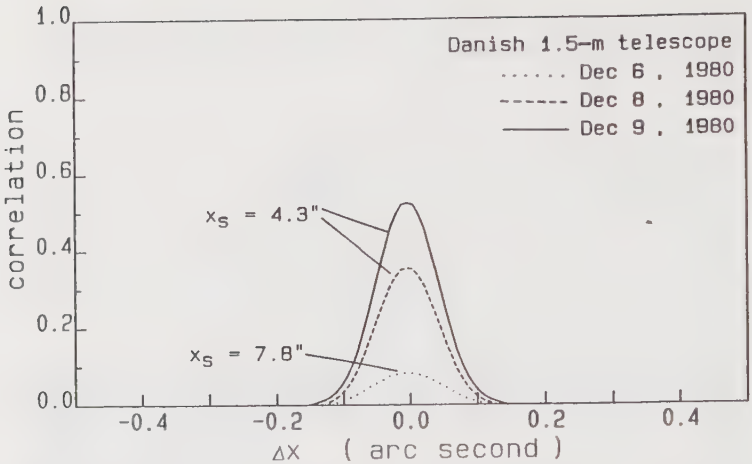


Abb. 14: Drei weitere Isoplanasie-Messungen, analog zu Abb. 13 mit den Doppelsternen 17 Hydrae (4.3") und Gamma Arietis (7.8") (aus /V5/).

Date	Object	Double star separation x_s (arc seconds)	Zenith distance (degrees)	Correlation $C(\Delta\mathbf{x}=0; x_s)$
5 December	Beta MON BC	2·9	24	0·492
6 December	Gamma ARI AB	7·8	49	0·082
8 December	Beta MON BC	2·9	29	0·522
8 December	17 HYA AB	4·3	38	0·345
9 December	Beta MON BC	2·9	24	0·548
9 December	17 HYA AB	4·3	37	0·516

Tabelle 2: Zusammenfassung aller Isoplanasie-Messungen (aus /V5/).

2. Hochaufgelöste Messungen astronomicher Objekte mit der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie

2.1. Systemtheoretische Beschreibung der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie

Die Labeyrie'sche Speckle-Interferometrie liefert Autokorrelationen von astronomischen Objekten mit einer Auflösung, die der beugungstheoretischen Auflösung eines Teleskops entspricht. Das heißt, daß solche Messungen weder durch die atmosphärische Bildverschlechterung („Seeing") noch durch Teleskopaberrationen beeinträchtigt werden. Im Vergleich zu den üblichen Langzeitaufnahmen in der Astronomie kann damit die Genauigkeit von Messungen z.B. von engen Doppelsternen und Mehrfachobjekten um das 20- bis 50fache gesteigert werden, wenn man die größten derzeit verfügbaren Teleskope verwendet.

Der Grund dieser Möglichkeit der Rückgewinnung der beugungstheoretischen Auflösung liegt in den Korrelationseigenschaften der Speckle-Interferogramme, wie schon in der Einleitung angedeutet wurde. Jetzt folgt eine etwas tiefer gehende Beschreibung aus einem anderen Bilckwinkel, nämlich in der Frequenzdomäne.

Die Speckle-Interferogramme enthalten die Objektinformation auch für hohe Frequenzen (also Information über feine Objektdetails im Millibogensekundenbereich), im Gegensatz zu Langzeitaufnahmen, bei denen Strukturen unter 1" Größe verloren gehen. Die feinen Objektstrukturen (also unter 1" Größe) stehen aber bei den Speckle-Interferogrammen noch nicht in direkter Form zur Verfügung, sondern nur in verschlüsselter Form. In Kapitel 1.1. (Abb. 9, S. 21) wurde schon ausgeführt, daß die Speckle-Interferogramme von unauflösbaren Einzelsternen im isoplanatischen Gebiet gleiche Struktur haben. Diese Ortsinvarianz der Punktbilder (jetzt in systemtheoretischer Sprechweise) läßt sich mathematisch als Faltung zwischen Objekt $O(\underline{x})$ und dem momentanen Punkt-

bild $P(\underline{x};t)$ schreiben:

$$I(\underline{x};t) = O(\underline{x}) * P(\underline{x};t), \qquad (17)$$

wobei * der Faltungsoperator und $I(\underline{x};t)$ die Intensitätsverteilung des beobachteten Speckle-Interferogramms eines astronomischen Objekts $O(\underline{x})$ ist. Anschaulich gesprochen beschreibt die Faltung die Verschlüsselung der Objektinformation durch die atmosphärischen Störungen. Dabei wird jeder Objektpunkt durch die zweidimensionale Verteilung $P(\underline{x};t)$ ersetzt, mit der Objektpunktintensität gewichtet und an allen Orten die Intensitäten aufsummiert.

Bei der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie werden nun die Powerspektren (18) der beobachteten Speckle-Interferogramme gemittelt (19).

$$|\tilde{I}(\underline{u};t)|^2 = |\tilde{O}(\underline{u})|^2 \cdot |\tilde{P}(\underline{u};t)|^2 \qquad (18)$$

$$\langle|\tilde{I}(\underline{u};t)|^2\rangle = |\tilde{O}(\underline{u})|^2 \cdot \langle|\tilde{P}(\underline{u};t)|^2\rangle , \qquad (19)$$

wobei $\tilde{}$ die örtliche Fouriertransformierte markiert.

Da $O(\underline{x})$ zeitunabhängig ist, kann das Objektpowerspektrum $|\tilde{O}(\underline{u})|^2$ aus dem Mittelwert herausgezogen werden. Der zweite Faktor auf der rechten Seite von (19) ist die sogenannte Übertragungsfunktion $T(\underline{u})$ der Speckle-Interferometrie

$$T(\underline{u}) = \langle|\tilde{P}(\underline{u};t)|^2\rangle \qquad (19a)$$

Diese Übertragungsfunktion ist nur noch von der Punktbildstruktur P abhängig, also von den atmosphärischen Störungen und von eventuell vorhandenen Teleskopaberrationen. Die Übertragungsfunktion gibt an, wie gut oder wie schlecht die Objektinformation bei der entsprechenden Ortsfrequenz $\underline{u}$ durch den Speckle-Interferometrie-Prozeß übertragen wird. Dazu noch einige Illustrationen (Abb. 15a, 15b).

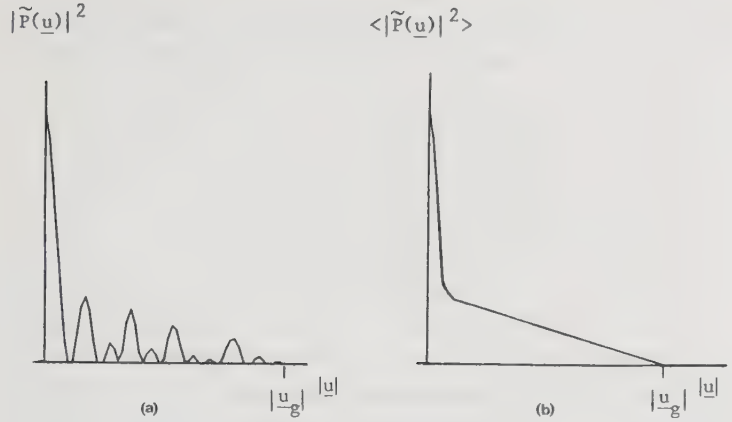


Abb. 15: Bild (a) zeigt das Powerspektrum $|\tilde{P}(\underline{u};t)|^2$ eines atmosphärischen Punktbildes. Dieses Powerspektrum ist gespickt mit Nullstellen, d.h. Stellen, wo keine Objektinformation hindurchkommt. Wegen der Variation der Punktbildstruktur durch die atmosphärische Turbulenz verlagern sich aber auch diese Nullstellen von Bild zu Bild. Bei der Mittelung von vielen verschiedenen Speckle-Interferogramm-Powerspektren ergibt sich eine resultierende Übertragungsfunktion (19a), die frei ist von Nullstelllen bis zur Beugungsgrenzfrequenz $\underline{u}_g$ (s. Bild (b)). Der linear gezeichnete Außenbereich der Übertragungsfunktion ist in erster Näherung gleich der Teleskop-Übertragungsfunktion (ohne atmosphärische Turbulenz) /5/, S. 259ff.

Kompensiert man die Übertragungsfunktion durch Division (20), erhält man das Objekt-Powerspektrum $|\tilde{O}(\underline{u})|^2$ alleine und zwar bis zur Beugungsgrenzfrequenz $\underline{u}_g$, weil bis dorthin die Übertragungsfunktion ungleich Null ist. Nach Fourier-Rücktransformation (21) hat man die hochaufgelöste Objekt-Autokorrelation $C_A(O(\underline{x}))$.

$$|\tilde{O}(\underline{u})|^2 = \frac{<|\tilde{I}(\underline{u};t)|^2>}{<|\tilde{P}(\underline{u};t)|^2>} \quad ; \text{ für } |\underline{u}| < u_g \tag{20}$$

$$C_A(O(\underline{x})) = \text{Fou}^{-1}\{|\tilde{O}(\underline{u})|^2\} \tag{21}$$

Zusammenfassend ist zu sagen: Die Labeyrie'sche Speckle-Interferometrie liefert beugungsbegrenzte Auflösung statt „seeing"-begrenzte Auflösung von astronomischen Objekten, aufgrund folgender Eigenschaften der astronomischen Speckle-Interferogramme:

(1) die Ortsinvarianz der Punktbilder $P(\underline{x};t)$ bei jeder verwendeten Kurzzeitaufnahme,
(2) die Tatsache, daß die Speckles in einem Punktbild $P(\underline{x};t)$ immer etwa die Größe des Airy-Scheibchens des verwendeten Teleskops haben und
(3) die Variation der Punktbildstruktur von Aufnahme zu Aufnahme.

2.2. Anwendung der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie auf spektroskopische und Hyaden-Doppelsterne

2.2.1. Motivation

Speckle-Interferometrie-Messungen von Doppelsternen sind astrophysikalisch interessant, wenn sie mit spektroskopischen Messungen kombiniert werden. Speckle-Messungen liefern (ähnlich wie visuelle Doppelsternmessungen) die Bahnen der beteiligten Sterne auf die zur Beobachtungsrichtung senkrecht stehenden Ebene projiziert. Spektroskopische Doppler-Effekt-Messungen von Doppelsternen liefern eine komplementäre Information, nämlich die absolute Bahngeschwindigkeit (in km/sec) in die Beobachtungsrichtung projiziert. Kombiniert man beide Messungen, kann die wahre Bahn des Doppelsterns im Raum bestimmt werden und über das 3. Kepler-'sche Gesetz die Massen der beteiligten Sterne. Bei einlinigen spektroskopischen Doppelsternen ist dies allerdings nur bei bekannter Parallaxe möglich, bei Zweiliniensternen hingegen kann zusätzlich noch eine von anderen Methoden unabhängige Entfernungsbestimmung vorgenommen werden („spektroskopische Parallaxe").

Die Masse eines Sterns ist ein fundamentaler Parameter, der z.B. bestimmt, wie schnell ein Stern seine Energievorräte verbraucht, bzw. wie „alt" er werden kann. Diese Tatsache erklärt sich im wesentlichen damit, daß mit zunehmender Masse eines Sterns der Druck und die Temperatur im Innern stark wachsen und bei den höheren Temperaturen die Kernreaktionen wesentlich schneller ablaufen und somit der Gesamt-Energievorrat schneller verbraucht wird. Eine wichtige Beziehung ist im Zusammenhang mit solchen Fragen der Sternentwicklung und des Sternaufbaus die sogenannte empirische Masse-Leuchtkraft-Beziehung /43/. Die empirischen Daten von Massen M und Leuchtkräften L (aus Doppelsternmessungen) zeigen eine klare Korrelation zwischen Masse und Leucht-

kraft der Sterne, aufgrund oben angedeuteter Gesetzmäßigkeiten bei der Energieerzeugung der Sterne. Der mathematische Zusammenhang ist ungefähr $L \sim M^3$. Diese empirische Beziehung kann verbessert werden bzw. wesentlich erweitert werden, wenn man hochaufgelöste Speckle-Interferometrie-Messungen an Doppelsternen mit spektroskopischen Doppler-Effekt-Messungen kombiniert auswertet /12,41/.

Mit Speckle-Messungen der Hyaden-Doppelsterne (deren Separationen nahe der Seeing-Grenze von 1 Bogensekunde liegen), wird erreicht, daß die Bahnbestimmungen von diesen Doppelsternen wesentlich verbessert werden können und damit ein Beitrag zur Lösung des Entfernungsproblems der Hyaden /13,13a/ geliefert werden kann. Der Hyaden-Sternhaufen ist der sonnennächste Sternhaufen und spielt eine wichtige Rolle bei der Eichung der kosmischen Entfernungsskala. Das „Hyadenproblem" besteht darin, daß der Sternhaufen entweder 15% zu weit entfernt erscheint oder die Sterne untermassiv sein müßten. Deswegen sind hochaufgelöste Speckle-Messungen zur verbesserten Bahn- bzw. Entfernungs- und Massenbestimmung der Hyaden-Doppelsterne wünschenswert. Eine Änderung der Entfernung der Hyaden um 15% würde eine Änderung der kosmischen Materiedichte von 40% nach sich ziehen.

2.2.2. Meßergebnisse

Es wurden insgesamt 39 hochaufgelöste Speckle-Messungen an 18 spektroskopischen, 9 Hyaden und 7 anderen Doppelsternen durchgeführt. Die Speckle-Rohdaten wurden am dänischen 1.5m- und dem ESO 3.6m-Teleskop auf der Europäischen Südsternwarte La Silla, Chile in den Jahren 1978 - 1985 aufgenommen. Technische Details der Messungen:

Belichtungszeit pro Speckle-Interferogramm: 1/15 bis 1/20 sec.
Speckle Kamera: siehe /9/
Filter: λ_o = 650nm, $\Delta\lambda$ = 30nm (3.6m-Teleskop)
λ_o = 600nm, $\Delta\lambda$ = 50nm (1.5m-Teleskop)
Bildverarbeitungsschritte:

(1) Digitalisierung der Speckle-Bilder mit 256^2 Pixel für 3.6m-Daten und 128^2 Pixel für 1.5m-Daten über eine Plumbicon-TV-Kamera;
(2) Messung und Kompensation der Nicht-Linearitäten von Film und TV-Kamera;
(3) Berechnung des Powerspektrums von jedem Speckle-Interferogramm;
(4) Berechnung des Ensemblemittels der Powerspektren der Speckle-Interferogramme eines Objekts;
(5) Kompensation der Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion mit einem Referenzstern zur Gewinnung des Objekt-Powerspektrums;
(6) Fourier-Rücktransformation zur Berechnung der hochaufgelösten Objekt-Autokorrelation;
(7) Eichung von Separation und Positionswinkel mit den Eichsternen Theta Orionis AB oder ADS 9728.

Die Speckle-Interferometrie-Messungen sind in Tabelle 3 zusammengefaßt. Abb. 16 zeigt eine Messung des Sterns Epsilon Hydrae ABC und Abb. 17 zeigt die Objekt-Powerspektren und die hochaufgelösten Autokorrelationen der 8 aufgelösten Hyaden-Doppelsterne.

Tabelle 3: Zusammenstellung der hochaufgelösten Doppelsternmessungen (aus /V6/).

Name	ADS	HD	Koordinaten[a]	Typ /[b] Teleskop	Epoche	Sep.(")	Pos.(°)	N[c]
--	1123	8556	01243-0655	S/1.5	1980.939	0.378[d]	214.3[d]	100
ϵ CET	--	16620	02395-1152	S/1.5	1980.939	0.085	34.5	100
ρ ARI	--	18256	02564+1802	S/3.6	1978.964	unaufgelöst		300
5 TAU	--	21754	03309+1256	S/1.5	1980.939	unaufgelöst		200
ß RET	--	23817	03442-6448	S/3.6	1978.964	unaufgelöst		300
51 TAU	--	27176	04184+2135	SH/1.5	1980.939	unaufgelöst		150
--	3135	27383	04199+1632	H/1.5	1980.939	0.312	92.2	100
--	3169	27691	04228+1503	H/1.5	1980.939	1.310	355.0	100
70 TAU	--	27991	04256+1557	H/1.5	1980.939	0.093	259.5	100
--	3210	27989	04258+1852	H/1.5	1980.939	0.183	16.3	100
--	3248	28363	04290+1610	H/1.5	1980.939	0.356	261.2	100
--	3264	28485	04301+1538	H/1.5	1980.939	1.300	146.4	100
--	3475	30810	04512+1105	H/1.5	1980.939	0.260	50.8	100
--	3483	30869	04518+1340	H/1.5	1980.939	0.211	82.7	150
ω ERI	--	31109	04529-0527	S/3.6	1980.022	unaufgelöst		870
η ORI AB	4002	35411	05244-0223	/3.6	1980.016	1.650	76.9	520
η ORI Aab,c				S/3.6	1980.016	0.032	105.5	520
RST136 BC	--	--	05302-4705	/1.5	1979.978	0.778	84.6	800
µ ORI	4617	40932	06024+0939	S/1.5	1980.939	0.153	12.2	100
17 LEP	--	41511	06050-1629	S/3.6	1980.022	unaufgelöst		460
τ PUP	--	50310	06499-5037	S/3.6	1980.022	unaufgelöst		350
δ GEM	--	56986	07201+2159	S/3.6	1978.964	unaufgelöst		300
KQ PUP	--	60414/5	07338-1431	S/3.6	1980.022	unaufgelöst		460
KQ PUP				S/3.6	1983.107	unaufgelöst		200

Name	ADS	HD	Koordinaten[a]	Typ / Teleskop[b]	Epoche	Sep.(")	Pos.(°)	N[c]
9 PUP	6420	64096	07517-1353	S/1.5	1980.939	0.170	59.8	100
9 PUP				S/3.6	1983.107	0.273	84.7	210
α PUP	--	64440	07522-4035	S/3.6	1978.964	unaufgelöst		300
α PUP				S/3.6	1980.019	unaufgelöst		120
α PUP				S/3.6	1980.022	unaufgelöst		200
RST1386AB	6729	--	08175-2717	/1.5	1979.986	0.230	174.2	800
ϵ HYA AB	6993	74784	08468+0625	S/3.6	1980.019	0.263	153.8	110
ϵ HYA AB				S/1.5	1980.939	0.272	162.3	100
ϵ HYA AB				S/3.6	1983.107	0.267	185.3	180
ϵ PYX	--	78922	09099-3022	/1.5	1980.928	0.167	127.6	800
HR 3651	--	79108	09122+0352	/3.6	1983.096	unaufgelöst		400
λ CRT	--	98991	11234-1847	S/3.6	1983.104	unaufgelöst		220
η VIR	--	107259	12199-0040	S/3.6	1983.104	0.136	348.7	440
γ VIR	8630	110379	12417-0127	/3.6	1982.378	3.674	295.0	140
ζ AQR	15971	213051	22288-0002	/3.6	1982.378	1.672	218.5	150

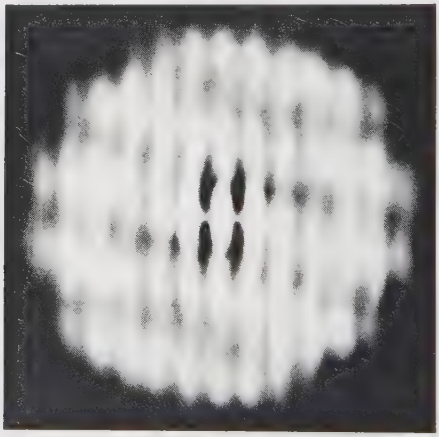
[a] Die Koordinaten sind in der IDS-Designation aufgelistet für das Äquinoktium 2000.0

[b] S = spektroskopischer Doppelstern
H = Hyaden-Doppelstern
3.6 = ESO 3.6m-Teleskop
1.5 = dänisches 1.5m-Teleskop

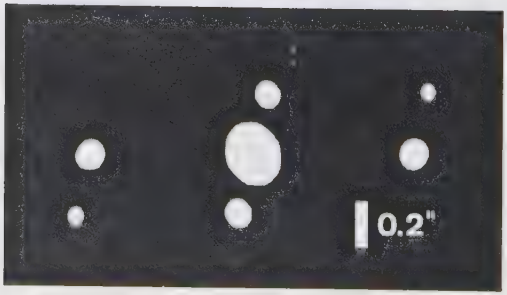
[c] N = Zahl der verarbeiteten Speckle-Interferogramme

[d] Die Fehlerbalken sind typisch $\pm$ 0.008" für die Separation und $\pm$ 1° für den Positionswinkel ($\pm$ 0.02" für Eta ORI AB, Gamma VIR und Zeta AQR)

Abb. 16: Messung des 3-fach Sterns Epsilon Hydrae ABC mit Speckle-Holografie /10,11/:
(a) Objekt-Powerspektrum.
(b) Objekt-Autokorrelation. Die beiden Punkte auf der rechten Seite sind ein echtes Bild von Epsilon Hydrae AB. Der Abstand von AB zu C wurde künstlich auf etwa 1/7 reduziert. Separation AB: 0.272", Positionswinkel 162.3°, Epoche: 1980.939 (aus /V6/).



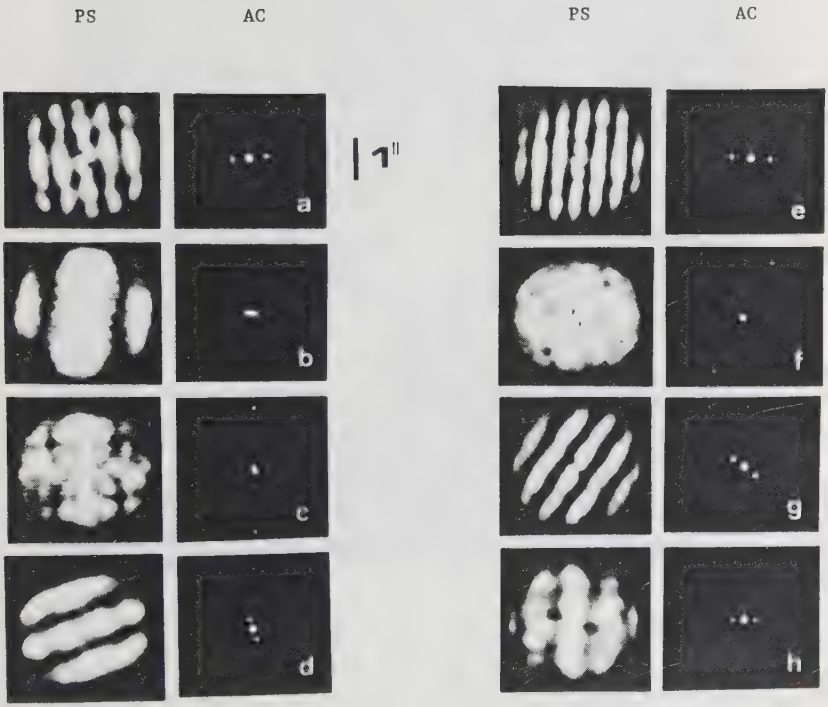
a



b

Abb. 17: Objekt-Powerspektren (PS) und hochaufgelöste Autokorrelationen (AC) der 8 aufgelösten Hyaden-Doppelsterne:
(Epoche: 1980.939, aus /V6/)

(a) ADS 3135,
(b) 70 TAU,
(c) ADS 3169,
(d) ADS 3210,
(e) ADS 3248,
(f) ADS 3264,
(g) ADS 3475,
(h) ADS 3483.



2.3. Anwendung der Labeyrie'schen Speckle-Interferometrie auf Eta Carinae

2.3.1. Kurze Beschreibung der Vorgeschichte von Eta Carinae

Eta Carinae ist das sternähnliche Zentralobjekt des Carina-Nebels am südlichen Sternhimmel. Eta Carinae ist in jeder Hinsicht ein ungewöhnliches Objekt. Trotz seiner Entfernung von rund 9000 Lichtjahren ist Eta Carinae im Wellenlängenbereich um 20µm das hellste Objekt außerhalb des Sonnensystems. Ungewöhnlich waren auch seine Helligkeitsschwankungen. So war Eta Carinae bereits im Altertum (Ptolemäus, Almagest) als mittlerer bis schwacher Stern bekannt, 1667 wurde Eta Carinae von E. Halley als Stern 4. Größe erwähnt und um 1843 war Eta Carinae mit -1^m neben Sirius der zweithellste Fixstern am gesamten Himmel. Nach 1880 ist Eta Carinae weit unter die Sichtbarkeitsgrenze des bloßen Auges gesunken ($7\text{-}8^m$) und ist seit 1930 nach und nach wieder heller geworden. Heute ist Eta Carinae wieder als schwaches Sternchen mit unbewaffnetem Auge erkennbar (5.8^m). Eine zusammenfassende Lichtkurve wurde in /16/ publiziert. Die bolometrische Leuchtkraft von Eta Carinae beträgt $6 \cdot 10^6$ Sonnenleuchtkräfte /14/, seine Temperatur rund 30 000°K /15/.

Die Natur dieses Objekts ist äußerst umstritten. Folgende Vorstellungen werden diskutiert: Ein sehr massiver, aber noch instabiler Einzelstern, der sich der Hauptreihe nähert, oder ein sehr massiver Einzelstern, der sich schon von der Hauptreihe wegbewegt hat, ein nicht-thermisches Objekt, ein bipolarer Nebel, ein Doppelstern mit Accretionsscheibe oder ein kompakter Sternhaufen. Diese Vorstellungen sind z.B. in /15-18, 56-59/ ausführlich diskutiert worden.

Eta Carinae wurde bereits zweimal mit Speckle-Interferometrie beobachtet. Bei den Messungen von Meaburn et al. (1983 in /18/)

bei $\lambda \approx 567$nm mit dem 3.9m Anglo-Australischen Teleskop konnten zwischen 0.03" und 0.9" keine weiteren Komponenten gefunden werden. Eindimensionale Speckle-Interferometrie-Messungen im Infraroten ($\lambda \approx 4.6\mu$m) wurden von Chelli et al. (1983 in /19/) durchgeführt. Diese Messungen zeigen schwache Andeutungen von weiteren Komponenten bei etwa 1" und 0.5".

Der nördliche Teil des Carina-Nebels mit Eta Carinae (Pfeil)

2.3.2. Eigene Meßergebnisse

Eta Carinae wurde in 2 verschiedenen Jahren, 1983 am 3.6m- und 1985 am 2.2m-Teleskop bei ESO, La Silla, Chile, bei $\lambda \approx 820$nm und $\lambda \approx 850$nm gemessen /V9/. Die Auflösung bei diesen Wellenlängen lag bei 0.06" für das 3.6m-Teleskop und bei 0.09" für das 2.2m-Teleskop. Weitere technische Details der Messungen:

Meßzeit und Teleskop: 8. Februar 1983 (3.6m-Teleskop) und 17. Januar 1985 (2.2m-Teleskop)

Speckle-Kamera: siehe /9/

Zahl der verwendeten Speckle-Interferogramme:

400 (3.6m-Teleskop, $\lambda \approx 820$nm)

440 (2.2m-Teleskop, $\lambda \approx 820$nm), 1625 (2.2m-Teleskop, $\lambda \approx 850$nm)

Belichtungszeit: 1/16 sec.

Filter: Schott Kantenfilter RG 780 oder RG 830, kombiniert mit einer S20-Kathode im verwendeten Bildverstärker (detective quantum efficiency: 8 % bei 600nm, 5 % bei 700nm, 0.1 % bei 880nm). Die Schwerpunktswellenlängen ergeben sich damit zu $\lambda \approx 820$nm für RG 780 und $\lambda \approx 850$nm für RG 830.

Seeing: 1" bis 1.5".

Bildverarbeitungsschritte:

(1) Digitalisierung der Speckle-Rohdaten mit 256x256 Pixel über eine Plumbicon-TV-Kamera;

(2) Messung und Kompensation der Nicht-Linearitäten von Film und TV-Kamera;

(3) Berechnung des Powerspektrums von jedem Speckle-Interferogramm;

(4) Bildung des Ensemble-Mittels der Powerspektren für jede Serie von Speckle-Interferogrammen;

(5) Kompensation des Photonenbias /44/;

(6) Kompensation der Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion;

(7) Fourier-Rücktransformation zur Objekt-Autokorrelation;

(8) Eichung der Separationen und Positionswinkel mit θ ORI.

Tabelle 4 faßt die gemessenen Werte für Separationen ρ, Positionswinkel θ und ungefähren Helligkeitsdifferenzen Δm der Komponenten von Eta Carinae zusammen. Es besteht sehr gute Übereinstimmung zwischen den zwei Jahre auseinanderliegenden Messungen am 3.6m- und am 2.2m-Teleskop. Die Helligkeitsdifferenzen wurden aus den Verhältnissen der Autokorrelationspeakhöhen bestimmt. Die tatsächliche Anordnung der Komponenten kann bei sorgfältiger Analyse sämtlicher Autokorrelationspeaks abgeleitet werden (siehe Abb. 23).

Tabelle 4

Komponente	Sep. ρ (") (1983.107) (3.6-m)	Sep. ρ (") (1985.047) (2.2-m)	Pos. θ (°)* (1983.107) (3.6-m)	Pos. θ (°)* (1985.047) (2.2-m)	Δm
A1-A2	0.178	0.182	118.4	117.7	1.3-2.1
A1-A3	0.224	0.226	156.3	154.8	1.3-2.1
A1-A4	0.092	0.084	160.7	160.6	1.4-2.1

*alle Positionswinkel, die von den Autokorrelationen abgeleitet wurden, haben eine 180°-Zweideutigkeit. Die Fehlerbalken für ρ und θ sind $\pm$ 0.01" bzw. $\pm$ 1°.

Die Abbildungen 18 bis 23 zeigen die Ergebnisse der Messungen an Eta Carinae. Abb. 18 ist eines der verwendeten Speckle-Interferogramme vom 2.2m-Teleskop, Abb. 19 zeigt das Objekt-Powerspektrum, Abb. 20-22 sind die hochaufgelösten Autokorrelationen von Eta Carinae. Sie zeigen, daß Eta Carinae aus einem Hauptstern A1 und drei etwa 1-2 Größenklassen schwächeren Komponenten A2, A3 und A4 besteht. Alle 4 Komponenten sind auf ein Gebiet von nur 0.23 Bogensekunden konzentriert. Weiterhin sind Andeutungen von einigen noch schwächeren Komponenten erkennbar. Die Feldgröße der rekonstruierten Autokorrelation ist etwa 0.8", d.h. daß Komponenten mit Separationen von mehr als 0.8" nicht mehr erscheinen. Alle vier Hauptkomponenten sind unauflösbar, da die Autokorrelationspeaks beugungsbegrenzt klein sind (0.06" bei der 3.6m-Messung). Wegen dem hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist die Nachweisgrenze für ein ausgedehntes Objekt bei 50 % von 0.06", also etwa bei 0.03".

Abb. 18: Eines der 2465 verwendeten Speckle-Interferogramme (hier vom 2.2m-Teleskop)

Abb. 19: Das Objekt-Powerspektrum von Eta Carinae (hier vom 2.2m-Teleskop bei $\lambda \approx 850$nm)

Abb. 20: Hochaufgelöste Autokorrelation von Eta Carinae, die aus den 400 Speckle-Interferogrammen vom 3.6m-Teleskop berechnet wurde, $\lambda \approx 820$nm, Epoche: 1983.107.

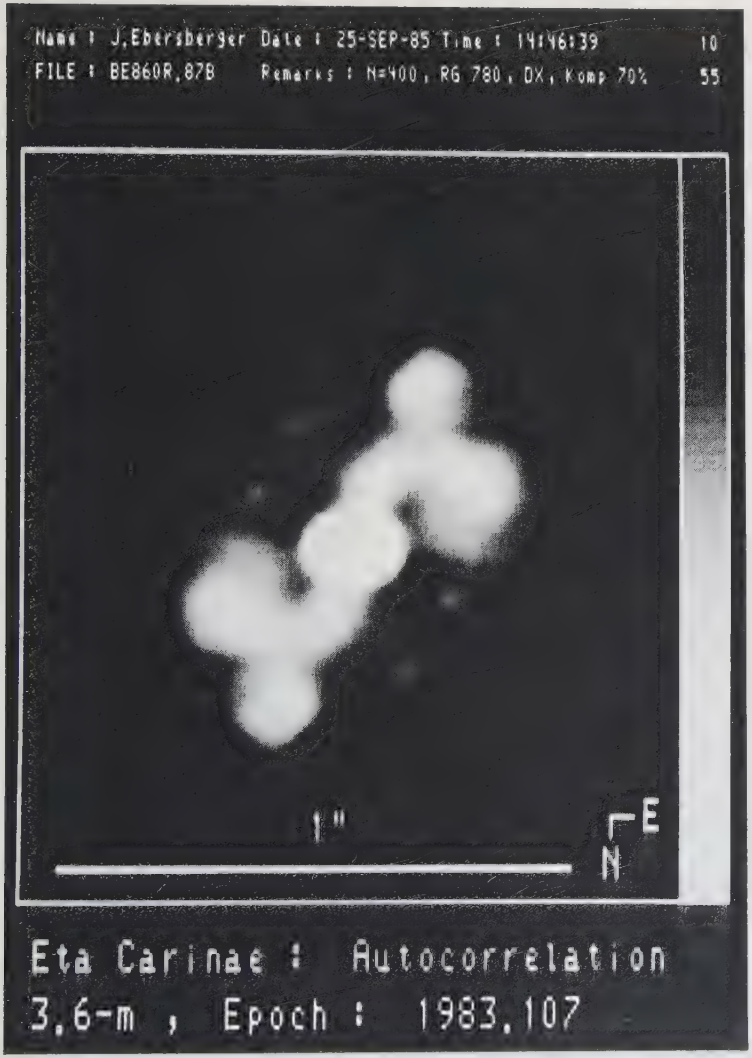


Abb. 21: Hochaufgelöste Autokorrelation von Eta Carinae aus den 440 Speckle-Interferogrammen, die bei $\lambda \approx 820$nm am 2.2m-Teleskop aufgenommen wurden, Epoche: 1985.047.

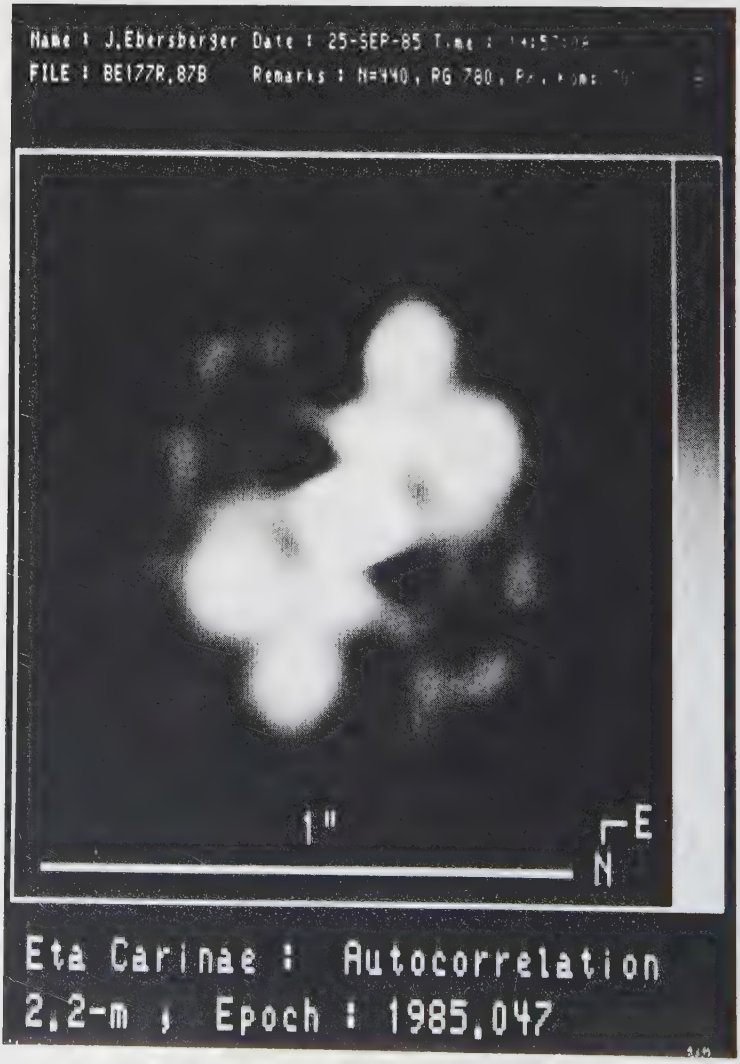


Abb. 22: Hochaufgelöste Autokorrelation von Eta Carinae aus den 2.2m-Daten bei $\lambda \approx 850$nm, Zahl der verwendeten Speckle-Interferogramme: 1625, Epoche: 1985.047.

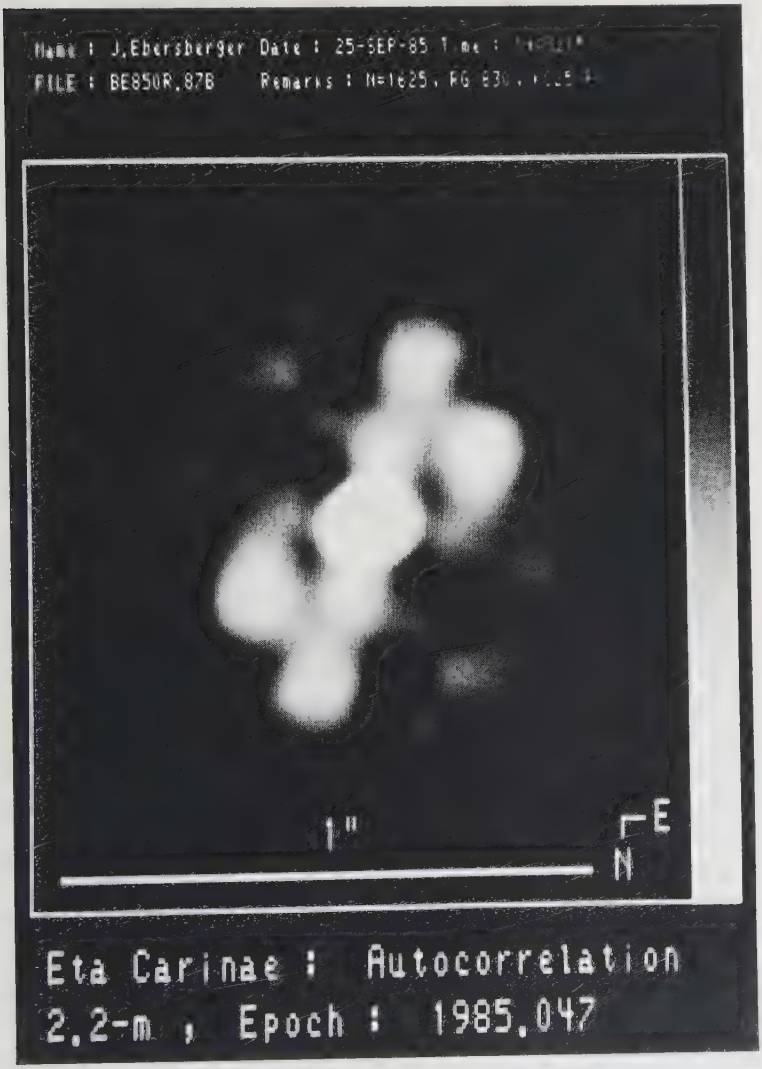
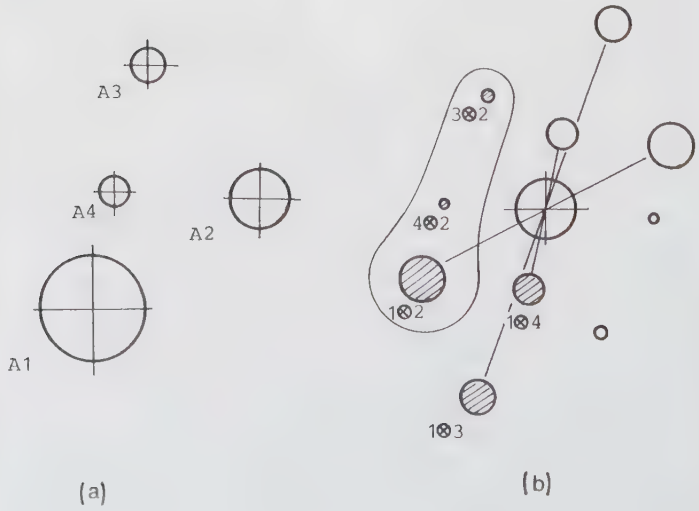


Abb. 23: (a) Mögliche Anordnung der Komponenten A1-A4 von Eta Carinae, aus der Autokorrelation bestimmt. Wegen der 180°-Zweideutigkeit der Autokorrelation ist noch eine zweite Art der Anordnung der Komponenten möglich. Diese ergibt sich, wenn man A2, A3 und A4 punktsymmetrisch an A1 spiegelt. Andere Anordnugen von A2 - A4 können ausgeschlossen werden, wenn man die Lage der schwachen Korrelationspeaks genauer betrachtet.

(b) Zur Bestimmung der Helligkeitsdifferenzen. Die Korrelation von A2 mit A1, A3 und A4 ergibt die Peaks 1⊗2, 3⊗2 und 4⊗2 (eingerahmt gezeichnet). Diese z.T. nur schwach sichtbaren Peaks sind ein echtes Bild der Komponenten A1, A3 und A4. Da sie alle auf A2 bezogen sind, also A2 hier die Rolle des Referenzsterns spielt, stellen die Höhen dieser Peaks die Helligkeitsunterschiede zwischen A1, A3 und A4 richtig dar. Der fehlende Helligkeitsunterschied zu A2 kann aus den Peaks 1⊗2 und 1⊗3 bestimmt werden.



3. Gleichzeitige Messung der Beweglichkeit von vielen Kleinlebewesen in einem großen Volumen

3.1. Motivation und Überblick

In vielen Gebieten der biologischen Forschung ist es notwendig, die Beweglichkeit einer großen Zahl von Objekten der gleichen Sorte zu untersuchen. Viele Parameter können die Beweglichkeit von biologischen Objekten beeinflussen, z.B. die Umgebungstemperatur, die Beleuchtung oder andere Arten von Strahlung, die Konzentration von Nährlösungen, Chemotaxis mit anorganischen und organischen Stoffen usw.

In vorangegangenen Veröffentlichungen unserer Arbeitsgruppe /23,24/ wurden Methoden beschrieben, um die Beweglichkeit vieler gleichartiger Objekte direkt aus Mikroskopaufnahmen zu gewinnen. Mikroskope liefern in der Regel nur Bilder zweidimensionaler Objektverteilungen. Deshalb wurde in dieser Arbeit angestrebt, eine Methode für dreidimensionale Objektverteilungen zu entwickeln.

Die hier beschriebene Methode zur Bestimmung der Beweglichkeit vieler gleichartiger Objekte in einem großen Volumen basiert auf Laser-Speckle. Deshalb wird ein kohärenter Aufbau verwendet, um die Rohdaten (dynamische Bildebenen-Speckle-Interferogramme) herzustellen. Die Lebenszeit dieser dynamischen Speckles ist ein Maß für die mittlere Beweglichkeit der untersuchten Objekte. Die Methode zur Bestimmung der Speckle-Lebenszeit ist die gleiche wie für astronomische Speckle-Interferogramme (wie in Kapitel 1.2. beschrieben). Experimente zur Bestimmung des Temperaturgangs der Speckle-Lebenszeit wurden mit einer Kultur von Salinenkrebsen durchgeführt.

3.2. Optischer Aufbau und Herstellung der Speckle-Rohdaten

Der optische Aufbau zur Herstellung der Rohdaten ist ein konventioneller 4-f-Aufbau mit einem außeraxialen Pinhole in der Filterebene (siehe Abb. 24). Das Pinhole wird so weit aus der optischen Achse herausgeschoben, daß nur noch Streulicht von den Objekten und kein ungestreutes Licht (von der nullten Beugungsordnung) mehr hindurchtreten kann.

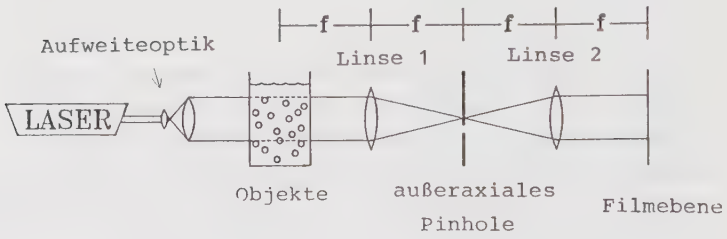


Abb. 24: Kohärenter Aufbau zur Aufnahme von dynamischen Bildebenen-Speckle-Interferogrammen (aus /V8/).

In der Filmebene können dann dynamische Bildebenen-Speckle-Interferogramme beobachtet werden und gefilmt werden (Filmausschnitt s. Abb. 5, S. 13). Das Auf- und Abwallen der Speckles ist mit der Bewegung der Objekte gekoppelt. Je schneller sich die Objekte bewegen desto schneller fluktuieren die Speckles. Die Filmfrequenz wird so schnell gewählt, daß die Speckle-Interferogramme während der Belichtungszeit nicht verwischen können (hier wurden 64 Bilder/sec gewählt). Die Speckle-Größe wird bei Bild-

ebenen-Speckle-Interferogrammen durch die Pupillenfunktion bestimmt, d.h. hier durch das Pinhole. Das Pinhole wird so klein gewählt, daß die Speckles gerade so groß sind, daß sie vom Film noch gut aufgelöst werden können.

Der beleuchtete Teil des Beobachtungsvolumens war etwa $30x30x30mm^3$ groß. Die Zahl der Objekte (Salinenkrebse) in diesem Volumen war etwa 1000. Die typische Größe von einem frisch geschlüpften Salinenkrebs war etwa 0.3mm. Die projizierte Flächendichte war damit noch so gering (1 Krebs/mm^2), daß die gegenseitige Abschattung der Objekte vernachlässigbar ist. Die Tiefenschärfe $\lambda(f/d)^2$ (mit λ=0.63µ, f=150mm und Pinhole-Durchmesser d=0.5mm) im Bildraum ergibt zu etwa 60mm, also wesentlich größer als die Tiefe des Volumens. Deshalb kann auch ein echter Mittelwert über das ganze Volumen erwartet werden.

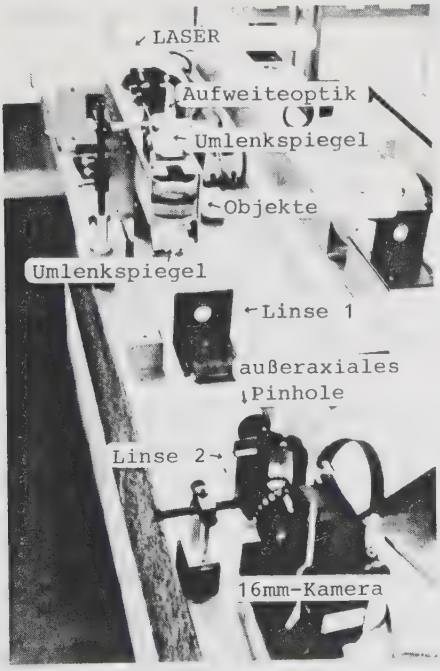


Abb. 24a: Der kohärente Aufbau von Abb. 24 im Labor. Dabei wurde die Brennweite von Linse 2 kleiner gewählt als die von Linse 1, um eine Verkleinerung der Speckle-Interferogramme zu erreichen.

3.3. Datenverarbeitung und Ergebnisse

Die Bestimmung der Speckle-Lebenszeit erfolgt hier genauso wie in Kap. 1.2. für die astronomischen Speckle-Interferogramme. Um die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit der Salinenkrebse zu untersuchen, wurden bei jeder Temperatur eine Serie von dynamischen Speckle-Interferogrammen aufgenommen. Abb. 25 zeigt den Abfall der normierten und gemittelten Kreuzkorrelationspeakhöhen $C_\tau(\underline{\Delta x}=0;\tau)$ für die verschiedenen Temperaturen.

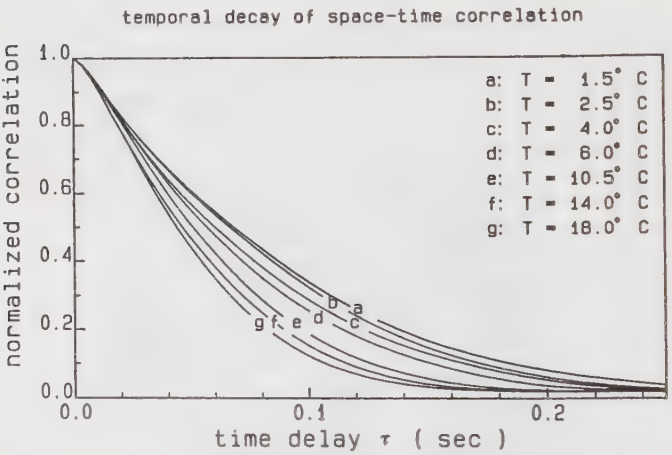


Abb. 25: Mittlere normierte Korrelationspeakhöhen $C_\tau(\underline{\Delta x}=0;\tau)$ bei verschiedenen Zeitabständen der korrelierten Speckle-Interferogramme. Jede Kurve (a-g) gehört zu einer bestimmten Wassertemperatur (aus /V8/).

Die Speckle-Lebenszeit τ_e wurde aus dem Abfall der Korrelationskurven auf 1/e abgelesen. Abb. 26 zeigt, wie die Speckle-Lebenszeit τ_e mit der Temperatur abnimmt, da die Beweglichkeit der Objekte mit der Temperatur zunimmt.

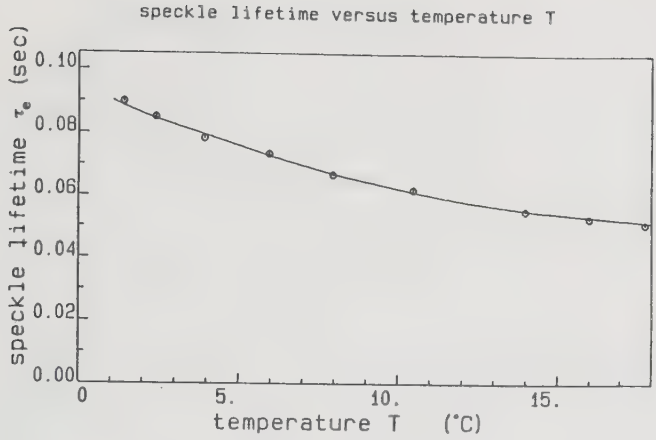


Abb. 26: Abhängigkeit der Speckle-Lebenszeit τ_e von der Umgebungstemperatur der Salinenkrebse (aus /V8/).

Die Vorteile dieser Methode bestehen im folgenden:

(1) die volle zwei-dimensionale Information der dynamischen Speckle-Interferogramme I(x;t) wird verarbeitet (im Gegensatz zur Photonenkorrelations-Spektroskopie (PCS) /40/, wo zwar mit höherer Zeitauflösung, aber nur in einem einzigen Punkt gemessen werden kann).

(2) Tausende von Objekten in einem großen Volumen können gleichzeitig vermessen werden (Bei der PCS kann zu einer Zeit nur ein Teilchen in einem winzigen Beobachtungsvolumen gemessen werden).

Dadurch kann eine hohe statistische Sicherheit erreicht werden.

Anhang 1:

Messungen der Übertragungsfunktion der Speckle-Holografie

Bei der Speckle-Holografie /10,11/ werden Speckle-Interferogramme von einem Objekt $O(\underline{x})$ und gleichzeitig einem Referenzstern $\delta(\underline{x}-\underline{x}_R)$, der ein unauflösbarer Einzelstern sein muß (deswegen Delta-Funktion), aufgenommen. Die Autokorrelation so kombinierter Speckle-Interferogramme enthält dann neben der Autokorrelation des Objekts ein echtes hochaufgelöstes Bild des Objekts. Das Problem dabei ist, daß für das zu beobachtende Objekt auch ein genügend nahe stehender Referenzstern gefunden werden muß, damit wegen der Abnahme der Isoplanasie mit wachsender Separation überhaupt noch meßbare Korrelationspeaks herauskommen. Je weiter der Referenzstern vom Objekt entfernt steht, desto schwieriger wird solch eine Messung. Die bei der Speckle-Holografie aufgenommenen Speckle-Interferogramme $I(\underline{x})$ haben folgende Form

$$I(\underline{x}) = O(\underline{x}) * P_0(\underline{x}) + \delta(\underline{x}+\underline{x}_R) * P_R(\underline{x}) \quad , \tag{22}$$

wobei $P_0(\underline{x})$ und $P_R(\underline{x})$ die Punktbilder bei $O(\underline{x})$ bzw. bei $\delta(\underline{x}+\underline{x}_R)$ sind. Das Gesamt-Powerspektrum einer Speckle-Holografie-Messung ist dann

$$\begin{aligned} \langle|\tilde{I}(\underline{u})|^2\rangle = {} & |\tilde{O}(\underline{u})|^2 \cdot \langle|\tilde{P}_0(\underline{u})|^2\rangle + \langle|\tilde{P}_R(\underline{u})|^2\rangle \\ & + [\, \tilde{O}(\underline{u}) \cdot e^{i\varphi} + \tilde{O}^*(\underline{u}) \cdot e^{-i\varphi}\,] \cdot \langle \tilde{P}_0(\underline{u}) \tilde{P}_R^*(\underline{u})\rangle \quad , \end{aligned} \tag{23}$$

wobei φ die durch $\underline{x}_R$ erzeute Phase ist.

Nach Kompensation der Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion (siehe Formel 20, S. 38) ergibt sich im dritten Term von (23) die Übertragungsfunktion der Speckle-Holografie (24), die analog zur Speckle-Interferometrie-Übertragungsfunktion (s. Abb. 15, S. 37), angibt, wie gut oder wie schlecht die Objektinformation, hier nun für das hochaufgelöste Bild, bei den verschiedenen Ortsfrequenzen $\underline{u}$ übertragen wird.

$$T(\underline{u};\underline{x}_R) = \frac{\langle \tilde{P}_O(\underline{u}) \cdot \tilde{P}_R^*(\underline{u}) \rangle}{\sqrt{\langle |\tilde{P}_O(\underline{u})|^2 \rangle \cdot \langle |\tilde{P}_R(\underline{u})|^2 \rangle}} \qquad (24)$$

Diese Funktion beschreibt auch den Verlauf des Streifenkontrastes bei Doppelstern-Powerspektren und wurde von anderen Autoren über diesen Streifenkontrast gemessen /25,26/. Eigene Messungen der Speckle-Holografie-Übertragungsfunktion sind in Abbildung 27 und 28 gezeigt. Sie wurden aus den Kreuz- und Powerspektren in Kapitel 1.3.2. über Formel (24) berechnet.

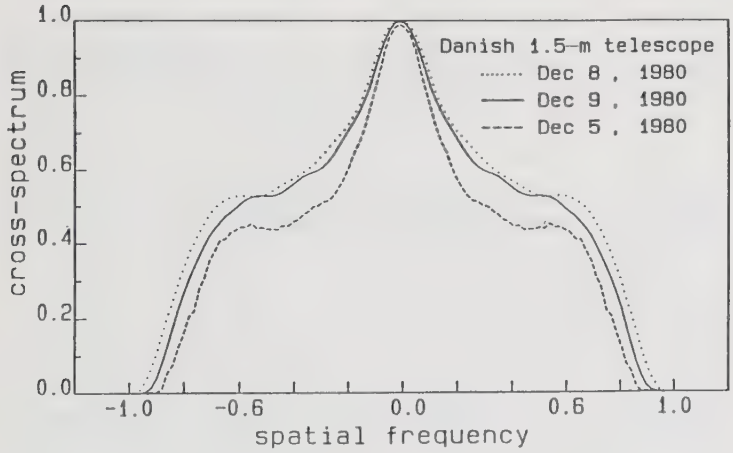


Abb. 27: Die Speckle-Holografie-Übertragungsfunktion in drei verschiedenen Nächten, Referenzsternseparation $\underline{x}_R$ = 2.9" (aus /V5/). Die leichten Unterschiede in der Breite der Spektren ergeben sich aufgrund von etwas unterschiedlichen Wellenlängen bei der Speckle-Rohdatenaufnahme.

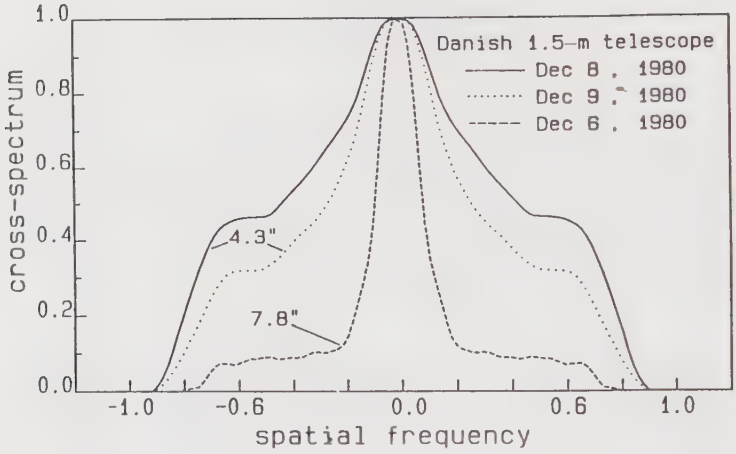


Abb. 28: Drei weitere Messungen der Speckle-Holografie-Übertragungsfunktion. Referenzsternseparationen $|\underline{x}_R|$ = 4.3" und 7.8" (aus /V5/).

Anhang 2:

Bestimmung der Autokorrelation des Langzeitmittels von Speckle-Interferogrammen

Die Bestimmung der Autokorrelation des Langzeitmittels von Speckle-Interferogramme $c_A(\langle I(\underline{x})\rangle)$ ist bei der Messung der Speckle-Lebenszeit (in Kap. 1.2 und 3.) erforderlich. Bei den Isoplanasie-Messungen (in Kap. 1.3.) wird die Kreuzkorrelation von langzeitgemittelten Speckle-Interferogramme benötigt. Die Verfahrensweise ist dabei die gleiche wie bei der Autokorrelation. Zur Vereinfachung ist deswegen im folgenden nur von der Autokorrelation die Rede.

Die gemessenen gemittelten Korrelationsfunktionen der Speckle-Interferogramme bestehen aus zwei Teilen:

(1) einem kleinen Peak im Zentrum (bei $\Delta\underline{x}=0$), der das eigentliche Korrelationssignal darstellt und

(2) einer breiten glatten Funktion, die gleich der Autokorrelation des Langzeitmittels $c_A(\langle I(\underline{x};t)\rangle)$ der Speckle-Interferogramme ist, von der Theorie her in erster Näherung eine Gauß-Funktion bzw. eine gauß-ähnliche Funktion.

Diese theoretische Gauß- bzw. gauß-ähnliche Funktion wurde an die äußeren Flügel der gemessenen Korrelationsfunktionen (gepunktete Kurven in Abb. 29) nach der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt. Nach Subtraktion dieser gefitteten Kurve (durchgezogene Kurven in Abb. 29) bleiben die eigentlichen Korrelationspeaks übrig, wie sie in Abb. 10 bzw. Abb. 13 und 14 gezeigt sind.

Der Grund für diese Verfahrensweise liegt darin, daß damit die aufwendige zweidimensionale Berechnung der Langzeitmittelwerte entfällt. Auch ist nur ein eindimensionaler Fit notwendig, da bereits nach Berechnung der Kreuzspektren nur noch eindimensional gerechnet wird.

Für die Labor-Speckle-Interferogramme beim biologischen Projekt (Kap.3) wurde für die theoretische Autokorrelation des Langzeitmittels der Speckle-Interferogramme eine Gauß-Funktion ange-

paßt. Bei den astronomischen Speckle-Interferogrammen wurde die Autokorrelation einer gauß-ähnlichen Funktion verwendet, deren numerische Tabelle in /31/, S.307 zu finden ist. Diese spezielle Form des Langzeitpunktbilds $<I(\underline{x})>$ ergibt sich aus der Übertragungsfunktion $<T(\underline{u})>$ des Langzeitpunktbilds der Speckle-Interferogramme über Fouriertransformation

$$<I(\underline{x})> = FOU^{-1}\{<T(\underline{u})>\} \qquad (25)$$

Die Langzeit-Übertragungsfunktion ihrerseits ist

$$<T(\underline{u})> = B_o(\underline{u})T_o(\underline{u}) \qquad (26)$$

wobei $T_o(\underline{u})$ die Teleskop-Übertragungsfunktion und $B_o(\underline{u})$ die Kohärenzfunktion (= Autokorrelation der komplexen Amplitude der atmosphärisch erzeugten Wellenfrontdeformationen) ist. Diese Kohärenzfunktion läßt sich aus einigen statistischen Gesetzmäßigkeiten der Turbulenz ableiten (s. /31/, S. 291 ff.). Die Kohärenzfunktion ist danach eine gauß-ähnliche Funktion (mit einer 5/3-Potenz statt 6/3 im Argument der e-Funktion)

$$B_o(\underline{u}) = \exp\{-2.91\cdot k^2 |\underline{u}|^{5/3} \cdot \int C_N^2(h)dh\}\,, \qquad (27)$$

wobei k der Wellenvektor $2\pi/\lambda$ und $\underline{u}$ der Ortsfrequenzvektor, $\int C_N^2(h)dh$ ist das Integral über die Höhenverteilung der Turbulenzstärke. Eine typische gemessene Turbulenzstärkenverteilung $C_N^2(h)$ wurde bereits in Abb.7, S. 17 gezeigt. Bei astronomischen Großteleskopen kann die Variation der Teleskop-Übertragungsfunktion T_o wegen ihrer wesentlich größeren Breite gegenüber der Kohärenzfunktion $B_o(\underline{u})$ vernachlässigt werden. Deshalb ist hier nur die Form von $B_o(\underline{u})$ relevant. Da $B_o(\underline{u})$ nahezu eine Gauß-Funktion ist, ist auch ihre Fouriertransformierte noch Gauß-ähnlich, aber analytisch nicht mehr darstellbar. Deshalb wurde eine numerische Tabelle dieser Funktion verwendet. Vergleichsweise wurde auch eine Gauß-Funktion angepaßt und die Abweichungen

der Anpassungen mit den gemessenen Kurven verglichen. Die mittlere Abweichung der Anpassung bei Verwendung der tabellierten Funktion war fast eine Größenordnung besser als bei Verwendung der reinen Gauß-Funktion.

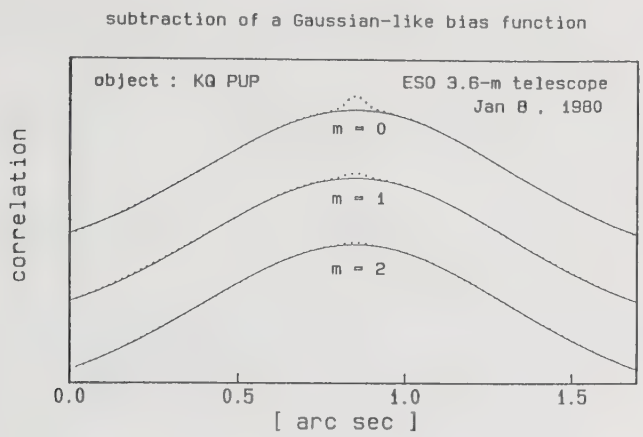


Abb. 29: Beispiel von drei mittleren Korrelationsfunktionen bei der Lebenszeitmessung von astronomischen Speckle-Interferogrammen. Der Übersicht halber sind sie in der vertikalen Richtung versetzt geplottet. Die gepunkteten Kurven sind die gemessenen (bereits auf den Radius projizierten) Korrelationsfunktionen $C_\tau(\Delta x; \tau = m \cdot \Delta t)$. Die gefitteten Kurven sind durchgezogen gezeichnet.

Veröffentlichungen

/V1/ Ebersberger, J., Weigelt, G.P., 1979, "Speckle interferometry and speckle holography with the 1.5-m and 3.6-m ESO telescope", ESO-Messenger No. 18, (Garching: European Southern Observatory), S. 24

/V2/ Baier, G., Ebersberger, J., Lohmann, A.W., Weigelt, G.P., 1980, "Applications of digital and optical-digital stellar speckle interferometry", Soc. Photo.-Opt. Instr. Eng. 264, 58

/V3/ Ebersberger, J., Weigelt, G.P., 1984: "New site testing techniques", ESO Proceedings Nr. 18, edited by A. Ardeberg and L. Woltjer (Garching: European Southern Observatory), S. 185

/V4/ Ebersberger, J., Weigelt, G.P., 1984: "Derivation of atmospheric parameters from stellar speckle interferograms", Proc. ICO-13 (Sapporo/Japan, Aug. 1984), S. 358

/V5/ Ebersberger, J., Weigelt, G.P., 1985: "Isoplanicity and speckle lifetime of stellar speckle interferograms", Optica Acta 32, 793

/V6/ Ebersberger, J., Weigelt, G.P., Orellana, R.B., 1985: "Speckle interferometry of spectroscopic and Hyades binary stars", Astron. Astrophys. Suppl. 45, 483

/V7/ Baier, G., Ebersberger, J., Fleischmann, F., Ladebeck, R., Weigelt, G.P., 1985: "Speckle interferometry, image reconstruction by speckle masking, speckle spectroscopy, multiple-mirror interferometry", Soc. Photo.-Opt. Instr. Eng. 556, 238

/V8/ Ebersberger, J., Weigelt, G.P., Li, Y., 1986: "Coherent motility measurements of biological objects in a large volume", Optics Comm. (accepted)

/V9/ Weigelt, G.P., Ebersberger, J., 1986: "Eta Carinae resolved by speckle interferometry", Astron. Astrophys. (Letters) (accepted)

/V10/ Baier, G., Ebersberger, J., Fleischmann, F., Ladebeck, R., Weigelt, G.P., 1986, "Speckle interferometry, image reconstruction by speckle masking, speckle spectroscopy, multiple-mirror interferometry", Optical Engineering (submitted)

Literaturverzeichnis

/1/ Labeyrie, A., 1970, Astr. Astrophys. 6, 85

/2/ Parry, G., Pusey, P.N., Jakeman, E., McWhirter, J.G., 1977, Optics Comm. 22, 195

/3a/ von Laue, M., 1916, Mitt. Physik. Ges. (Zürich), 18, 90
/3b/ von Laue, M., 1917, Verhandl. Deutsche Phys. Ges. 19, 19

/4/ Goodman, J.W., 1963, Stanford Electronics Lab. TR 2303-1 (SEL 63-140)

/5/ Dainty, J.C., "Laser Speckle and Related Phenomena", 1984, Second Enlarged Edition (Berlin: Springer)

/6/ Erf, R.K., Tiziani, H.J., Asakura, T., Hung, Y.Y., Butters, J.N., Jones, R., Wykes, C., Weigelt, G., Gregory, D.A., Luxmoore, A., Amin, A.A., Da Costa, G., Fourney, M.E., Stetson, K.A., "Speckle Metrology", 1978, ed. R.K. Erf (London: Academic Press)

/7/ Goodman, J.W., 1984, in /5/

/8/ Goodman, J.W., 1968, "Introduction to Fourier Optics", (New York: McGraw Hill)

/9/ Baier, G., Weigelt, G.P., 1983, Astron. Astrophys. 121, 137

/10/ Liu, C.Y.C., Lohmann, A.W., 1973, Opt. Comm. 8, 372

/11/ Bates, R.H.T., Gough, P.T., Napier, P.J., 1973, Astron. Astrophys. 22, 319

/12/ McAlister, H.A., 1976, Publ. Astron. Soc. Pacific 88, 317

/13/ Hardorp, J., 1983, Mitt. Astr. Ges. Nr. 58, 148

/13a/Heintz, W.D., 1971, „Doppelsterne", (München: Goldmann), S. 95

/14/ Westphal, J.A., Neugebauer, G., 1969, Astrophys. J. (Letters) 156, L45

/15/ Davidson, K., 1971, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. 154, 415

/16/ van Genderen, A.M., Thé, P.S., 1986, "Characteristics and interpretation of the photometric variability of Eta Carinae and its nebula", Space Science Review (submitted)

/17/ Chlebowski, T., Seward, F.D., Swank, J., Szymowiak, A., 1984, Astrophys. J. 281, 665

/18/ Meaburn, J., Walsh, J.R., Hebden, J.C., Morgan, B.L., Vine, H., 1983, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 204, 41P

/19/ Chelli, A., Perrier, C., Biraud, Y.G., 1983, Astron. Astrophys. 117, 199

/20/ Goodman, J.W., Belsher, J.F., 1976, Rome Air Development Center, Air Force Systems Command, Griffiss Air Force Base, New York, Technical Report RADC TR-76-50, March 1976

/21/ Schneider, W.R., Doetsch, R.N., "Effect of viscosity on bacterial motility", 1974, J. of Bacteriol. 117, 696

/22/ Koshland, D.E. Jr., "Chemotaxis as a model for sensory systems", 1977, FEBS letters 40, S3

/23/ Böhm, H., Lohmann, A.W., Weigelt, G., 1981, Optics Letters 6, 162

/24/ Lohmann, A.W., Uebler, H., Weigelt, G., 1984, Opt. Comm. 49, 238

/25/ Nisenson, P., Stachnik, R.V., 1978, S. Opt. Soc. Am. 68, 169

/26/ Karo, D.P., Schneidermann, A.M., 1978, J. Opt. Soc. Am. 68, 338

/27/ Bufton, J.L., 1973, Applied Optics 12, 1785

/28/ Lohmann, A.W., Weigelt, G.P., 1979, Optik 53, 167

/29/ Dainty, J.C., Hennings, D.R., O'Donnell, K.A., 1981, J.Opt. Soc. Am. 71, 490

/30/ Brames, B.J., Dainty, J.C., O'Donnell, K.A., 1982, Opt. Comm. 41, 79

/31/ Roddier, F., 1981, in "Progress in Optics" 19, 283 (Amsterdam: North-Holland), ed.: E. Wolf

/32/ Roddier, F., Gilli, J.M., Lund, G., 1982, Journal of Optics (Paris) 13, 263

/33/ Weigelt, G.P., 1979, Opt. Acta 26, 1351

/34/ Korff, D., Dryden, G., Leavitt, R.P., 1975, J. Opt. Soc. Am. 65, 1321

/35/ Wang, C.P., 1975, Opt. Comm. 14, 200

/36/ Shapiro, J.H., 1976, J. Opt. Soc. Am. 66, 469

/37/ Fried, D.L., 1976, in "Imaging through the atmosphere" Proc. Soc. Photo. Opt. Instr. Eng. Seminar, 1976, 75, 20

/38/ Fried, D.L., 1979, Opt. Acta 26, 597

/39/ Roddier, F., Gilli, J.M., Vernin, J., 1982, Journal of Optics (Paris) 13, 63

/40/ Schulz-Dubois, E.O., "Photon Correlation Techniques", 1983 (Heidelberg: Springer)

/41/ Halbwachs, J., 1981, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 44, 47

/42/ Lohmann, A.W., Paris, D.P., 1965, J. Opt. Soc. Am. 55, 1007

/43/ Harris, D.L., Strand, K.A., Worley, C.E., 1963, in "Basic Astronomical Data", ed.: H.A. Hiltner

/44/ Goodman, J.W., 1985, "Statistical Optics", (New York: Wiley & Sons), S. 510 ff.

/45/ Knox, K.T., Thompson, B.J., 1974, Astrophys. J. 193, L45

/46/ Walker, J.G., 1981, Opt. Acta 28, 735

/47/ Wood, J.W., Fiddy, M.A., Burge, R.E., 1981, Opt. Lett. 6, 514

/48/ Weigelt, G.P., 1977, Opt. Comm. 21, 55

/49/ Weigelt, G., Wirnitzer, B., 1983, Opt. Lett. 8, 389

/50/ Lohmann, A., Weigelt, G., Wirnitzer, B., 1983, Appl. Opt. 22, 4028

/51/ Greenaway, A.H., Dainty, J.C., 1978, Opt. Acta 25, 181

/52/ Roddier, C., Roddier F., Vernin, J., 1981, in Proc. of ESO conf. on "Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Visible Wavelengths", (Garching: European Southern Observatory), ed: Ulrich, M.H., Kjär, K., p. 165

/53/ Fienup, J.R., 1979, Opt. Eng. 18, 529

/54/ Roddier, F., 1984, "Seeing parameters relevant to adaptive optics", in CFHT workshop on adaptive optics, Hawaii, October 1984, ed.: Racine

/55/ Middleton, D., 1960, "Introduction to statistical communication theory", (New York: McGraw Hill)

/56/ Davidson, K., Walborn, N.R., Gull, T.R., 1982, Astrophs. J. 254, L47

/57/ Mitchell, R.M., Robinson, G., Hyland, A.R., Jones, T.J., 1983, Astrophys. J. 271, 133

/58/ Hyland, A.R., Robinson, G., Mitchell, R.M., Thomas, J.A., Becklin, E.E., 1979, Astrophys. J. 233, 145

/59/ Warren-Smith, R.F., Scarrott, S.M., Murdin, P., Bingham, R.G, 1979, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 187, 761

Tabellarischer Lebenslauf

9. Juli 1955:	geboren in Nürnberg
Vater:	Hans Ebersberger, Betriebsingenieur
Mutter:	Elisabeth, geb. Bock, Schneidermeisterin
1961 - 1967	Volksschule Uhlandstraße in Nürnberg
1967 - 1971	Peter-Vischer-Realschule in Nürnberg
1971 - 1972	Johannes-Scharrer-Gymnasium in Nürnberg
1972 - 1974	Hans-Sachs-Gymnasium in Nürnberg
Juni 1974:	Abitur
Nov. 1974:	Studienbeginn in Mathematik/Physik für das Lehramt an Gymnasien an der Friedrich-Alexander-Universität in Erlangen
Mai 1975:	Wechsel auf Physik/Diplom, Nebenfach: Astronomie
Okt. 1976:	Vordiplom in Physik
Dez. 1978:	Forschungsaufenthalt an der Europäischen Südsternwarte ESO, La Silla, Chile zusammen mit Dr. G. Weigelt
Nov. 1979:	Forschungsaufenthalt am Deutsch-Spanischen Astronomiezentrum DSAZ, Calar Alto, Spanien zusammen mit Dr. G. Weigelt und G. Baier
Mai 1980:	Diplomprüfung in Physik an der FAU Erlangen
Dez. 1980:	Forschungsaufenthalt an der Europäischen Südsternwarte ESO, La Silla, Chile zusammen mit Dr. G. Weigelt
ab Jan. 1981	Grundwehrdienst
ab April 1982:	wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Angewandte Optik in Erlangen

Schlußwort

Herrn Prof. Lohmann möchte ich für das entgegengebrachte Interesse danken, für die Durchsicht der Arbeit und die Möglichkeit der Beteiligung an Kongreßreisen nach Japan (ICO-13, Sapporo, 1984) und in die Sowjetunion ("Optical Micromeeting", Nowosibirsk, 1985).

Herrn Prof. Dr. Weigelt möchte ich danken für die Überlassung dieser interessanten und vielseitigen Arbeit, seine ständige Diskussionsbereitschaft, für die Möglichkeit, ihn auf seinen Forschungsreisen nach Chile und Spanien zu begleiten und für die astronomischen Speckle-Rohdaten, die er mir zur Auswertung überließ.

Weiterhin möchte ich denjenigen danken, die zu Aufbau und Wartung des institutsinternen „Rechenzentrums" beigetragen haben. Auch unseren ausländischen Gästen, Herrn Yajün Li (China) und Frau Roza Orellana (Argentinien) möchte ich an dieser Stelle für ihren Einsatz bei unseren gemeinsam durchgeführten Projekten danken.

Nicht vergessen möchte ich die Mechanik- und Elektronikwerkstatt des Physikalischen Instituts. Besonders Herrn Muhr, Herrn Dorn, Herrn Merkel und Herrn Henninger möchte ich hier für ihre Unterstützung danken. Herrn Konrad Maier möchte ich für die schnelle Fertigstellung des getippten Manuskripts danken und allen Mitgliedern der Optikgruppe für das stets angenehme und reibungsfreie Institutsklima.

COPY PRINT
Klaus Feller
Marquardsenstr. 21
8520 Erlangen
Tel.: 0 91 31 / 24 220